

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Факультет електроніки
(повна назва інституту/факультету)

Кафедра мікроелектроніки
(повна назва кафедри)

«До захисту допущено»

В.о.завідувача кафедри
_____ **Анатолій ОРЛОВ**
(підпис) (ініціали, прізвище)

“ _____ ” _____ 2020 р.

Дипломна робота
на здобуття ступеня бакалавра
за спеціальністю 153 Мікро- та наносистемна техніка
(код і назва)

на тему: Вибір оптимальних параметрів фотодіодів для оптичної пірометрії

Виконав: студент 4 курсу, групи ДП-61
(шифр групи)

_____ **Новіков Денис Олександрович** _____
(прізвище, ім'я, по батькові) (підпис)

Керівник _____ **доц., к.ф.-м.н., с.н.с. Свечніков Г. С.** _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Консультант з нормоконтролю _____ **доц., к.ф.-м.н., с.н.с.**
_____ **Георгій СВІЧНИКОВ** _____

Консультант з інформаційних питань _____ **доц., к.т.н., Юрій ДІДЕНКО** _____

Рецензент _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Засвідчую, що у цій дипломній роботі немає
запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань.

Студент _____

(підпис)

Київ – 2020 року

Завдання на дипломну роботу

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Інститут/факультет

електроніки
(повна назва)

Кафедра

мікроелектроніки
(повна назва)

Рівень вищої освіти – перший (бакалаврський)

Спеціальність (спеціалізація)

6.050801 Мікро- та наноелектроніка
(код і назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ

В.о.завідувача кафедри

_____ Анатолій ОРЛОВ
(підпис) (ініціали, прізвище)

« ____ » _____ 2020 р.

ЗАВДАННЯ на дипломний проект (роботу) студенту

Новікову Денису Олександровичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема проекту (роботи) Вибір оптимальних параметрів фотодіодів для оптичної пірометрії _____

керівник проекту (роботи) Свечніков Георгій Сергійович, доц., к.ф.-м.н., с.н.с.
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом по університету від « ____ » _____ 20__ р. № _____

2. Строк подання студентом проекту (роботи) _____

3. Вихідні дані до проекту (роботи): фотодіод з робочою довжиною хвилі 930 нм, темновим струмом до 50 пА, активною площею не більше 3×3 мм², частотою зрізу не менше 10 кГц, монохроматичною спектральною струмовою чутливістю на робочій довжині хвилі не менше 0.4 А/Вт.

4. Зміст (дипломної роботи) пояснювальної записки (перелік завдань, які потрібно розробити): 1) вивчення теоретичних засад теплового випромінювання та базових понять радіометрії; 2) аналіз методу пірометрії із компенсацією випромінювання та умов, які ставлять перед пірометром реактори металоорганічного осадження з парової фази; 3) аналіз параметрів планарного кремнієвого діода із р-п переходом; 4) вимірювання параметрів та відбір найбільш підходящого фотодіода для застосування в пірометрії. _____

5. Перелік графічного (ілюстративного) матеріалу (із зазначенням обов'язкових креслеників, плакатів, презентацій тощо) Презентація – _____

6. Консультанти розділів проекту (роботи)*

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв

7. Дата видачі завдання 10.02.2020

Календарний план

№ з/п	Назва етапів виконання дипломного проекту (роботи)	Строк виконання етапів проекту (роботи)	Підпис керівника
1	Ознайомлення з вимірювальною установкою та принципом роботи пірометра	Лютий 2020	
2	Вимірювання параметрів фотодіодів	Березень 2020	
3	Теоретичний огляд	Квітень 2020	
4	Обробка експериментальних результатів	Травень 2020	
5	Оформлення дипломної роботи	Червень 2020	

Студент

_____ (підпис)

_____ (ініціали, прізвище)

Керівник проекту (роботи)

_____ (підпис)

_____ (ініціали, прізвище)

* Консультантом не може бути зазначено керівника дипломного проекту (роботи)

РЕФЕРАТ

Роботу викладено на 77 сторінках, вона містить 3 розділи, 34 ілюстрації, 2 таблиці та 46 джерел в переліку посилань.

Об'єктом дослідження є кремнієві фотодіоди та їх використання в оптичній пірометрії.

Предмет роботи – дослідження електричних, частотних і оптичних параметрів кремнієвих фотодіодів із р-п переходом та умов оптичного вимірювання температури підкладок в реакторі.

Мета роботи – вибір фотодіодів для використання в системі пірометра із компенсацією випромінювання для точного контролю температури під час осадження металоорганічних сполук із парової фази.

В першому розділі подаються основи теплового випромінювання, його поширення у просторі, властивості поверхонь, модель ідеального випромінювача та опис властивостей випромінювання у вигляді радіометричних величин.

В другому розділі розглядаються основи пірометрії з компенсацією випромінювання, аналіз похибок та особливості її застосування у реакторах МОСVD.

В третьому розділі проводиться аналіз та подаються результати вимірювання параметрів кремнієвих фотодіодів для подальшого використання в пірометрії із компенсацією випромінювання.

КРЕМНІЄВИЙ ФОТОДІОД, ПІРОМЕТРІЯ З КОМПЕНСАЦІЄЮ ВИПРОМІНЮВАННЯ, ОСАДЖЕННЯ ХІМІЧНИХ СПЛУК З ПАРОВОЇ ФАЗИ

ABSTRACT

This work contains 77 pages which include 3 sections, 34 figures, 2 tables and 46 sources in the reference list.

The object of research is silicon photodiodes and their application in optical pyrometry.

The subject of the work is the study of electrical, frequency and optical parameters of silicon photodiodes with p-n junction and conditions of optical measurement of substrate temperature in the reactor.

The objective of the work is a selection of photodiodes for using them in the emissivity-compensated pyrometer's system for the precise temperature control during metalorganic chemical vapour deposition process.

The first section presents the basics of thermal radiation, its propagation in environment, surface properties, the model of an ideal radiator and a description of the radiation properties in the form of radiometric quantities.

The second section examines the foundations of the emissivity-compensated pyrometry, error analysis and specificities of its application in MOCVD reactors.

The third section deals with analysis and presents the results of measuring of the parameters of silicon photodiodes for further use in the emissivity-compensated pyrometry.

SILICON PHOTODIODE, EMISSIVITY-COMPENSATED PYROMETRY,
METALORGANIC CHEMICAL VAPOUR DEPOSITION

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	8
ВСТУП	9
РОЗДІЛ 1. ТЕОРІЯ ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	10
1.1. Теплове випромінювання та теплопередача	10
1.2. Закони теплового випромінювання.....	17
Висновки до розділу	30
РОЗДІЛ 2. ПІРОМЕТРІЯ З КОМПЕНСАЦІЄЮ ВИПРОМІНЮВАЛЬНОЇ ЗДАТНОСТІ (EMISSIVITY-COMPENSATED PYROMETRY)	31
2.1. Технологія металоорганічного хімічного осадження з парової фази MOCVD (Metalorganic chemical vapour deposition)	31
2.2. Основи пірометрії з компенсацією випромінювальної здатності та її особливості застосування в технології MOCVD	35
2.3. Аналіз похибок, що виникають під час вимірювання у реакторі	44
Висновки до розділу	49
РОЗДІЛ 3. АНАЛІЗ ПАРАМЕТРІВ ФОТОДІОДІВ ТА ЇХ ВИБІР ДЛЯ ЗАСТОСУВАННЯ В ОПТИЧНІЙ ПІРОМЕТРІЇ.....	50
3.1. Кремнієвий р-п фотодіод, його схемна модель	50
3.2. Аналіз характеристик фотодіода	54
3.3. Пірометр	61
3.4. Експериментальне дослідження параметрів фотодіодів	63

Висновки до розділу	70
ВИСНОВКИ	71
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	73

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АЧТ – абсолютно чорне тіло

ВАХ – вольт-амперна характеристика

ПЗКВ – пірометрія з компенсацією випромінювання

ТВ – теплове випромінювання

ФД – фотодіод

ЕСР – emissivity-compensated pyrometry

МОСVD – metalorganic vapour deposition

ВСТУП

Температура є критичним фактором для росту тонких плівок в результаті хімічного осадження із парової фази (CVD) чи молекулярно-променевої епітаксії (MBE). Контроль температури є особливо важливим в металоорганічному хімічному осадженні із газової фази (MOCVD). Зазвичай доводиться вирощувати складні напівпровідникові структури із специфічною стехіометрією для підтримання умов точного узгодження решітки.

Хімічні реакції росту епітаксіальних шарів надзвичайно температурозалежні. Середовище (CVD) використовує реактивні та токсичні реагенти при високих температурах та вимагає максимальної чистоти для запобігання паразитних хімічних реакцій, тому не має можливості використати фізичні датчики середовища. Метод пірометрії вимірює теплове випромінювання від нагрітої напівпровідникової підкладки та не вимагає фізичної присутності у камері реактора. Це робить його єдиним методом дистанційного вимірювання температури на поверхні підкладки. Однак, в процесі росту плівки випромінювальні властивості поверхні змінюються, що призводить до похибок.

Спираючись на фундаментальні закони теплового випромінювання, був розроблений метод пірометрії із компенсацією випромінювання, який компенсує зміну випромінювальної здатності підкладки під час росту плівки та враховує особливості роботи реакторів MOCVD для прецизійного вимірювання істинних значень температури під час осадження.

Технологія MOCVD висуває ряд умов для параметрів фотодіода пірометра, за допомогою якого здійснюється перетворення теплового випромінювання на електричний сигнал. Динамічний діапазон вимірювання температури, швидкість збору даних та рівень шумів є ключовими при виборі фотоприймача для застосування в пірометрії.

РОЗДІЛ 1: ТЕОРІЯ ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

1.1. Теплове випромінювання та теплопередача.

Теплове випромінювання – випромінювання, що викликане внутрішньою енергією тіла, яка отримана за рахунок збудження тепловим рухом атомів, молекул та інших частинок, які визначають температуру об'єкта. Випромінювання може бути розглянуте як електромагнітні хвилі чи група квантів енергії випромінювання, тобто матеріальних частинок (фотонів). Фотони складають так званий фотонний газ. Отже, аналогічно газу речовини, фотонний газ може бути предметом статистичного (мікроскопічного) або феноменологічного (макроскопічного) розгляду.

Теплопередача. Передача теплової енергії може відбуватися трьома способами: теплопровідність, конвекція та обмін тепловим випромінюванням. В макромасштабах, в розмірностях набагато більших ніж у атомів і молекул, теплопровідність і конвекція істотно відрізняються від передачі тепловим випромінюванням. На атомних рівнях ці три явища мають подібні рівняння, засновані на законах статистичної термодинаміки [14].

Феноменологічно, теплообмін випромінюванням інтерпретується як перетворення внутрішньої енергії (чи ентальпії) в енергію електромагнітних хвиль теплового випромінювання, які після цього переміщуються через навколишнє середовище в інше тіло, після чого енергія випромінювання знову перетворюється у внутрішню енергію (ентальпію). Статистично, теплообмін випромінюванням визначається як перенос енергії фотонами, які випромінюють збуджені атоми, та рухаються до тих пір, поки вони не будуть поглинені іншими атомами із подальшим перевипромінюванням [35].

Теорія електромагнітних хвиль. Світло існує у вигляді елементарних частинок електромагнітного випромінювання фотонів, що мають корпускулярно-

хвильові властивості. Тому ТВ може бути описане за допомогою теорії електромагнітних хвиль, яка пояснює розповсюдження теплової енергії та її взаємодію з об'єктами. Джеймс Максвел описав зв'язок між електричними та магнітними полями, вивівши фундаментальну систему рівнянь. Згідно з теорією Максвела, енергія випромінювання складається з електромагнітних хвиль (рис.1.1) з теоретичною довжиною від нуля до безкінечності. Електромагнітні хвилі переносять енергію подібно до інших хвиль і рухаються зі швидкістю світла [29]. У вакуумі електромагнітне випромінювання може бути класифіковане відповідно до довжини хвилі λ_0 чи її частоти ν . Довжина хвилі λ_0 співвідноситься із частотою ν як:

$$\lambda_0 \nu = c_0 \quad (1.1)$$

де λ_0 – довжина хвилі у вакуумі;

ν – частота хвилі;

c_0 – швидкість світла.

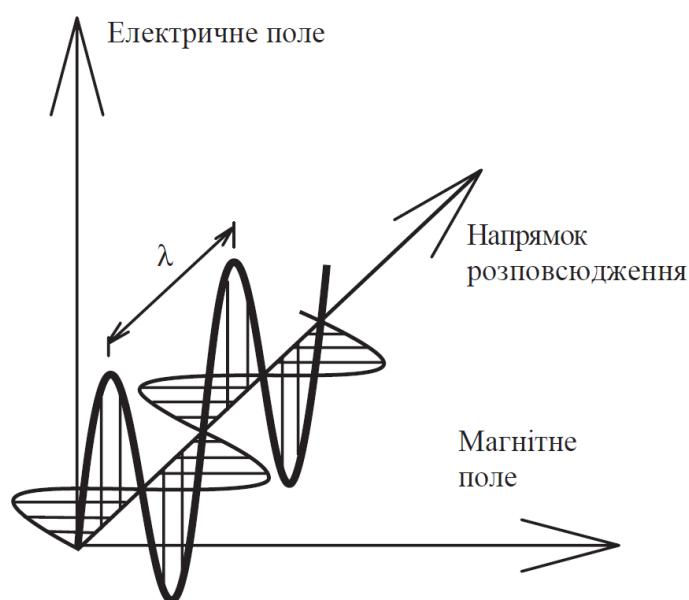


Рисунок 1.1 – Спрощена схема поляризованої електромагнітної хвилі [35]

Швидкість розповсюдження електромагнітних хвиль c_0 у вакуумі максимальна і дорівнює швидкості світла $c_0 = 2.9979 \times 10^8$ м/с. При поширенні хвилі у діелектричному середовищі, її енергія не поглинається, але на відміну від вакууму, швидкість розповсюдження зменшується. Показник заломлення n характеризується як співвідношення швидкості хвилі у вакуумі до швидкості розповсюдження в даному середовищі і має вигляд:

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (1.2)$$

де c_0 – швидкість хвилі у вакуумі;

c – швидкість хвилі в середовищі.

При поширенні хвилі у провідному середовищі енергія поглинається та хвиля затухає. Затухання в такому середовищі виражається комплексним показником заломлення:

$$\bar{n} = n - ik \quad (1.3)$$

де n – показник заломлення;

k – коефіцієнт екстинкції.

Коефіцієнт k є мірою послаблення хвилі при розповсюдженні через поглинаюче середовище. Коефіцієнт повітря, наприклад, залежить в основному від тиску P , температури T , вологості H . Для точних розрахунків переломлююча здатність $n_{T,P,H}$ для повітря була емпірично визначена Едленом [30] і має вигляд:

$$n_{T,P,H} - 1 = 2.8775 \cdot 10^{-7} \cdot P \cdot \frac{1 + 10^{-6} \cdot P \cdot (0.613 - 0.00997 \cdot T)}{1 + 0.003661 \cdot T} + \Delta n, \quad (1.4)$$

$$\Delta n = -3.033 \cdot 10^{-9} \cdot H \cdot e^{0.057627 \cdot T}. \quad (1.5)$$

Залежність показника заломлення від параметрів в нормальних умовах (T=293 K, P = 1 атм, H = 0.5):

$$\frac{\partial n}{\partial T} = -0.93 \cdot 10^{-6} \left[\frac{1}{K} \right], \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial P} = 0.27 \cdot 10^{-6} \left[\frac{1}{\text{гПа}} \right], \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial n}{\partial H} = -0.96 \cdot 10^{-8} \left[\frac{1}{\%} \right]. \quad (1.8)$$

Як результат, температура впливає на показник заломлення повітря п найбільше. Для менш точних розрахунків він спрощується до константи.

Квантова теорія випромінювання. Макс Планк заклав основи квантової фізики, вивчаючи спектр випромінювання абсолютно чорного тіла в межах теорії квантів. Він сформулював фундаментальну гіпотезу, згідно з якою енергія, що генерується періодичним рухом з частотою ν (обертання або вібрація), має, подібно до матерії, переривчасту структуру. Отже, енергія випромінювання може існувати лише як пучки чи кванти енергії $h\nu$. Число h є універсальною константою, відомою як постійна Планка. Пізніше, Альберт Ейнштейн заявив, що енергія випромінювання безперервно випромінюється у вигляді частинок (фотонів), кожен з яких має енергію $h\nu$. Якщо енергія тіла не доповнюється від зовнішнього джерела, то температура тіла зменшується. Електрони обертаються навколо ядра атома на фіксованих орбітальних відстанях (електронні оболонки), які є дискретними для кожного атома. У стабільному стані електрони залишаються в так званому основному стані, що являє собою стаціонарний стан з найнижчим значенням енергії [27].

Електронна оболонка пов'язана з певним енергетичним рівнем. Рівень енергії тим більший, чим більша відстань до ядра. Електрони, що збуджуються

поглинанням енергії, переходять на найбільш енергетичний рівень. Фотони повинні мати точну кількість енергії для заміни електронів в наступній оболонці. Збуджений атом залишається в такому стані до моменту втрати надлишкової енергії із поверненням електрона в основний стан та перевипромінюванням фотона. Тому, наприклад, теоретична модель ідеально дзеркальної поверхні, що повністю відбиває падаюче на неї випромінювання, пояснюється тим, що поверхня випромінює фотон з однаковою частотою та енергією на кожний такий поглинутий фотон. Енергія фотона E виражається як:

$$E = h\nu = \frac{h}{2\pi} \omega \quad (1.9)$$

де h – постійна Планка;

ν – частота фотона;

ω – кутова частота фотона.

Електромагнітний спектр випромінювання - це значення енергії, що відповідає частоті чи довжині хвилі фотона. В експериментальних дослідженнях більш зручно використовувати довжину хвилі, а в теоретичних зручніше використовувати частоту, яка не змінюється, коли випромінювання переміщується з одного середовища в інше з різними швидкостями. Діапазон електромагнітних хвиль показаний на (рис.1.2). Чим коротша довжина хвилі, тим більша енергія, як і проникна здатність. Найкоротший можливий ліміт довжини хвилі дорівнює так званій довжині Планка, яка відповідає частоті 7.4×10^{42} Гц.

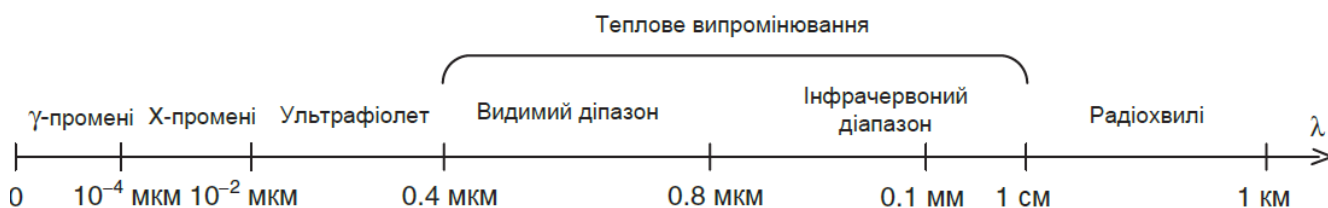


Рисунок 1.2 – Спектр випромінювання за довжиною хвилі λ [27]

З точки зору явища теплопереносу, найбільш суттєвими є промені, які при поглинанні тілами спричиняють помітне збільшення енергії цих тіл. Промені, що демонструють такі властивості при практичних рівнях температури, називаються тепловим випромінюванням.

Важливо зазначити, що теплове випромінювання, що випромінюється поверхнею, охоплює певний діапазон довжин хвиль. Окрім цього, як показано (рис. 1.3, а), кількість випромінювання на одиницю інтервалу довжини хвилі, що називається спектральним розподілом, змінюється в залежності від довжини хвилі, і термін «спектральний» використовується для означення характеру цієї залежності. Фактично, енергія, що випромінюється, складається з безперервного, неоднорідного розподілу монохроматичних компонентів. Величина випромінювання та спектральний розподіл залежать від природи та температури поверхні, що випромінює [10].

Розподіл направленості – це особливість, яка пов'язана зі спрямованим характером енергії. Тобто, як показано (рис.1.3,б), поверхня випромінює здебільшого у певних напрямках, створюючи спрямований розподіл випромінювання.

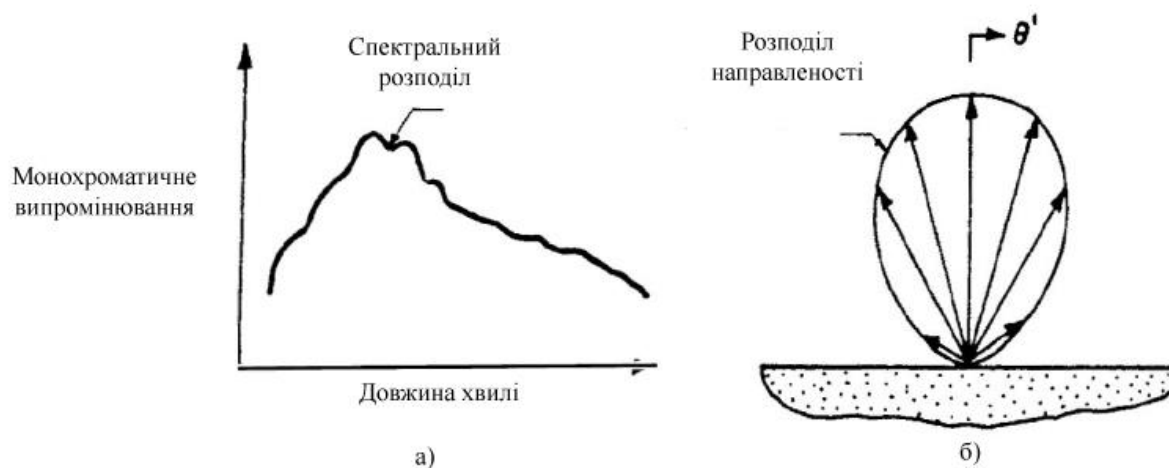


Рисунок 1.3 – Випромінювання, що випромінюється поверхнею: (а) спектральний розподіл, (б) розподіл направленості [15]

Загальна модель ТВ. Практично кожен об'єкт здатний до електромагнітного випромінювання. Для газів та напівпрозорих об'єктів, випромінювання є об'ємним явищем (рис.1.4,а). У рідинах та твердих тілах, що мають чітку границю розділу та у речовинах з високою поглинальною здатністю випромінювання є поверхневим явищем (рис.1.4,б). Закони випромінювання визначають зв'язок між електронними, коливальними та обертальними енергетичними рівнями атомів і молекул, з яких складається об'єкт. Енергія, що випромінюється, поширюється всередині середовища між об'єктом, який випромінює енергію та об'єктом, який її поглинає. На шляху поширення випромінювання може змінити свою енергію та напрямок руху через присутність неоднорідностей середовища, перш ніж енергія буде поглинена іншим тілом і стане його внутрішньою енергією [15].

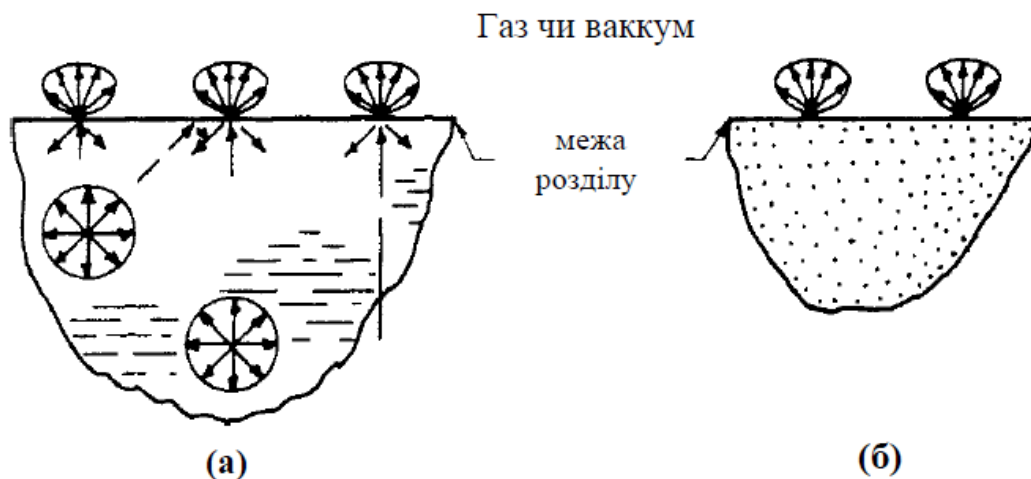


Рисунок 1.4 – Випромінювання як об'ємне (а) та поверхнєве явище (б) [15]

Передача енергії випромінюванням базується на фундаментальних явищах поглинання, випромінення та розсіювання електромагнітних хвиль. Перші два явища представляють собою випромінення та поглинання електромагнітної енергії речовиною. Третє – розповсюдження електромагнітних хвиль між різними об'єктами у середовищі, що включає в себе ефекти розсіювання, які

охоплюють дифракцію, інтерференцію, відбиття та поширення. Передача енергії випромінюванням описується однаковими законами та вимагає застосування цих трьох принципів в будь-якій конкретній фізичній системі із будь-якими розмірностями. В залежності від особливостей системи, а саме від розміру об'єкта та довжини хвилі випромінювання, можна ввести наближення, щоб спростити розв'язок задачі.

Явища поглинання та випромінення описуються релятивістською теорією електромагнітного поля – квантовою електродинамікою (КЕД) чи системою рівнянь Максвелла. Для багатьох застосувань теплового випромінення в інженерії достатньо використати закон випромінення чорного тіла Планка для співвідношення температури об'єкта з його спектром випромінення та енергією, тому немає необхідності використовувати КЕД та теорію електромагнітних хвиль. Сила випромінення та поглинання об'єктів виражається у властивостях матеріалів, тобто значення їх випромінювальної ϵ та поглинальної здатності α , що зазвичай знаходяться емпірично. Ці параметри зв'язують коливання атомних рівнів і потік електронів в речовині з явищами поглинання та випромінення. Також за допомогою рівнянь Максвелла можна описати інтерференцію та поляризацію хвиль. Зазвичай використовують спрощення, якщо розмір об'єкта набагато більший за довжину хвилі випромінення та якщо відстань між об'єктами, що взаємодіють, більша за декілька довжин хвиль. В такому випадку доречно проаналізувати закони ТВ [10].

1.2. Закони теплового випромінювання.

Співвідношення, що застосовуються для оптичної пірометрії, базуються на законах термодинаміки та припущенні того, що електромагнітна хвиля неполяризована, а тому ТВ складається з променів, що рухаються по прямій лінії в ізотропному однорідному середовищі. В такому випадку припускається, що

хвильовими властивостями випромінювання можна знехтувати, розглядаючи їх лише там, де це буде доречно. Тому, енергія випромінювання може бути виражена як енергія квантів світла, а поширення хвилі наближено описане за законами геометричної оптики.

Властивості поверхонь об'єктів. Монохроматичне випромінювання з енергією E падає на поверхню тіла скінченної товщини, розділяючись на частини (рис.1.5).

Об'єкти, які схильні до обміну енергією, поділяються на три категорії:

- прозорі об'єкти, які пропускають випромінювання наскрізь без ослаблення;
- напівпрозорі об'єкти, які поглинають частину випромінювання та пропускають частину наскрізь;
- непрозорі об'єкти, які поглинають випромінювання та нагріваються.

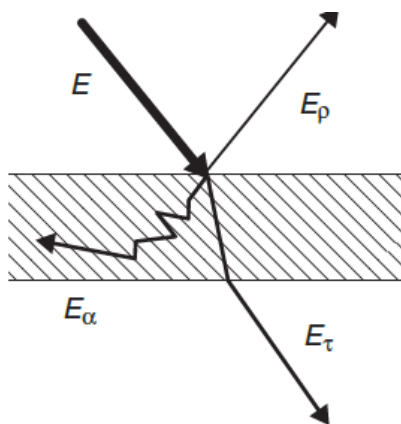


Рисунок 1.5 – Розподіл енергії випромінювання E , що надходить в тіло [35]

Розділені частини енергії випромінювання можуть бути виражені у співвідношенні з падаючою енергією E :

- поглинальна здатність $\alpha = E_{\alpha} / E$ (absorbtivity): частина випромінювання, що поглинулась поверхнею;
- здатність до відбиття $\rho = E_p / E$ (reflectivity): частина випромінювання, що відбилась від поверхні;

- здатність до пропускання $\tau = E_{\tau} / E$ (transmissivity): частина випромінювання, що проходить крізь поверхню.

Величини ρ, α, τ безрозмірні, вони характеризують властивості поверхонь і мають значення від 0 до 1. Базуючись на першому законі термодинаміки, маємо:

$$1 = \rho + \alpha + \tau \quad (1.10)$$

Таку модель можна вважати ідеалізацією для загального опису властивостей поверхні:

- модель абсолютно прозорого тіла ($\tau = 1$), тому $\rho = \alpha = 0$. Одноатомні та двоатомні гази пропускають усе теплове випромінювання крізь себе;
- модель абсолютно непрозорого тіла ($\tau = 0$), тому $\rho + \alpha = 1$. Тверді та рідкі тіла практично не пропускають теплове випромінювання крізь себе;
- модель абсолютно білого тіла ($\rho = 1$), тому $\alpha = \tau = 0$. Гладкі дзеркальні тіла із однаковими кутами падіння та відбивання;
- модель абсолютно чорного тіла ($\alpha = 1$), тому $\rho + \tau = 0$. Поверхня, що повністю поглинає усе випромінювання.

Поглинання, відбивання та пропускання реальних тіл:

$$\rho_{\lambda, \theta, \varphi, \sigma, 2\pi} + \alpha_{\lambda, \theta, \varphi, \sigma, 2\pi} + \tau_{\lambda, \theta, \varphi, \sigma, 2\pi} = 1 \quad (1.11)$$

В даному випадку ρ – напівсферична відбивна здатність. Це частина світла, що розсіяна під усіма можливими кутами над поверхнею, враховуючи падаючий промінь з кутом падіння θ , азимутальним кутом φ та поляризацією σ . Відбивання

може варіюватися від абсолютно розсіяного, яке розсіює падаючий промінь в напрямку 2π стерadian, до абсолютно дзеркального, яке відбиває падаючий промінь на кут, що дорівнює куту падіння. τ – напівсферичне пропускання, яке являє собою частину світла, що пройшла через об'єкт в усіх можливих кутах нижче його поверхні [12].

Спектральні характеристики об'єктів (рис.1.6) обумовлені поглинальною та пропускнуою властивостями і властивістю до відбиття світла матеріалом, що випромінює променисту енергію.

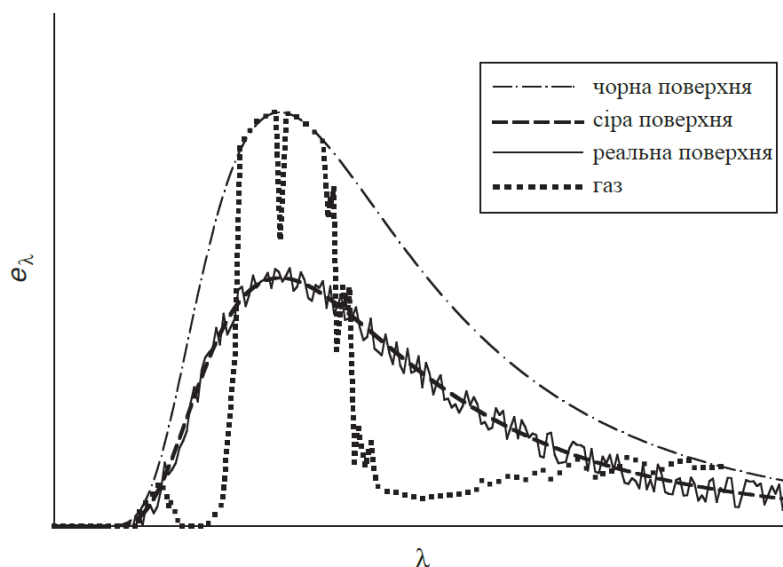


Рисунок 1.6 – Спектральна щільність випромінювання трьох поверхонь тіл: чорного, сірого та реального в порівнянні з водяною парою (газ) [35]

Спростимо вираз (1.11) з трьома припущеннями, які є важливими для росту тонких напівпровідникових плівок:

- напівпровідникова пластина непрозора $\tau = 0$. Робоча довжина хвилі пірометра повинна обиратися відповідно до значення забороненої зони пластини;

- пластина залишається плоскою і гладкою під час осадження. В такому випадку падаючий промінь розсіюється тільки під дзеркальним кутом і може бути з легкістю виміряним. Якщо поверхня стає нерівномірною, тоді відбитий промінь розсіюється і може бути виміряний лише за допомогою фотометричної кулі, яку неможливо застосувати через обмежений оптичний доступ до камери;
- дзеркальна відбиваюча здатність не залежить від азимутального кута ϕ . Це властиво складним напівпровідникам, для яких анізотропія відбивальної здатності складає менше однієї тисячної. Це твердження є зручним для пластин, що обертаються, але не є практичним для зв'язки поглинальної здатності із дзеркальним відображенням.

Радіометричні величини. Енергія випромінювання (Radiant energy) представляє собою енергію, що випромінюється, переноситься або приймається у формі електромагнітних хвиль.

Символ: Q ; Одиниця виміру: Дж;

Потік випромінювання (Radiant power) є потужністю оптичного випромінювання на одиницю часу.

Символ: Φ ; Одиниця виміру: Вт;

$$\Phi = \frac{dQ}{dt} \quad (1.12)$$

Опроміненість (Irradiance) – це відношення потужності випромінювання, що падає на безкінечно малий об'єкт поверхні до площі цієї поверхні dA .

Символ: E ; Одиниця виміру: Вт/м²;

$$E = \frac{d\Phi}{dA} \quad (1.13)$$

Енергетична світимість (Exitance) – відношення потужності випромінювання, що залишає безкінечно малий об'єкт джерела до площі цього об'єкту.

Символ: M ; Одиниця виміру: $\text{Вт}/\text{м}^2$;

$$M = \frac{d\Phi}{dA} \quad (1.14)$$

Сила випромінювання (Intensity) – це відношення потужності випромінювання, що надходить від джерела, до елементу тілесного кута, розповсюдженого в даному напрямку.

Символ: I ; Одиниця виміру: $\text{Вт}/\text{ср}$;

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (1.15)$$

Енергетична яскравість (Radiance) – це відношення потужності випромінювання під кутом θ до нормалі елементу поверхні та до безкінечно малих елементів як області проекції, так і тілесного кута. Випромінювання може бути визначено в точці на поверхні джерела чи детектора та в будь-якій точці на шляху випромінювання.

Символ: L ; Одиниця виміру: $\text{Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{ср}$

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dA \cos\theta} \quad (1.16)$$

Ці величини визначені для загального випромінювання у всіх довжинах хвиль [7]. Може бути визначений аналогічний набір величин для

випромінювання на конкретній довжині хвилі λ . Якщо загальна кількість представлена як X , то спектральна величина X_λ визначається як:

$$X_\lambda = \frac{dX}{d\lambda} \quad (1.17)$$

Сферична система координат та тілесний кут. Для використання рівняння Планка в будь-якому практичному застосуванні необхідне розуміння тілесного кута Ω (рис.1.7). Тілесний кут можна розглядати як тривимірний аналог двовимірного кута на площині. Плоский кут – це відношення довжини хорди до відстані від вершини до основи, а тілесний кут – це відношення площі основи до квадрату довжини хорди.

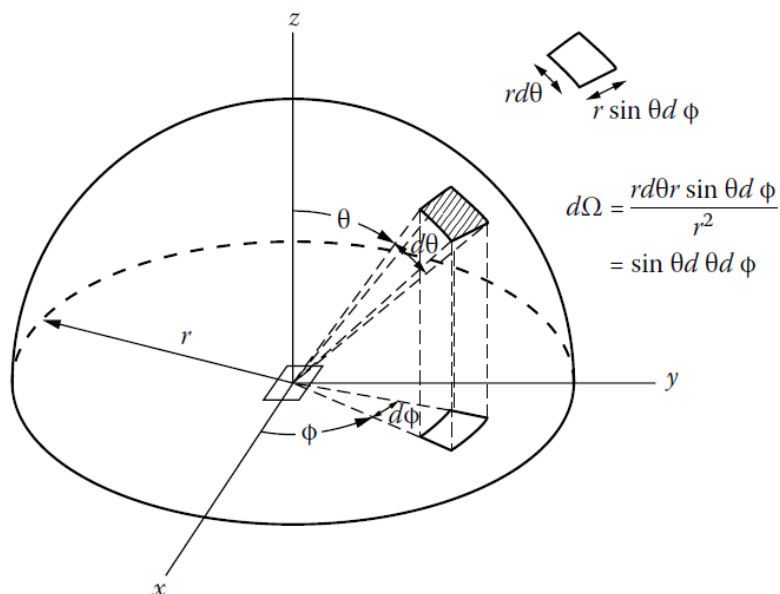


Рисунок 1.7 – Напівсфера, що показує співвідношення тілесного кута в сферичній системі координат [29]

Напівсфера має площу поверхні $2\pi R^2$ та становить тілесний кут в 2π стерадіан (ср) відносно центра. Напрямок вимірюється зенітним θ та

азимутальним φ кутами, де θ вимірюється від напрямку, нормального до dA [29].
Тілесний кут обчислюється, як:

$$d\Omega = \frac{dA}{R^2} = \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1.18)$$

Інтеграл $d\Omega$ для всіх кутів навколо півкулі дає 2π стерердіан:

$$\int_{4\pi} d\Omega = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi \quad (1.19)$$

Закон Кірхгофа про теплове випромінювання стверджує: в термодинамічній рівновазі для будь-якого матеріалу значення випромінювання та поглинання за будь-якої температури T , довжини хвилі λ є має єдине значення. Співвідношення випромінювальної сили до поглинання не залежить від природи тіла, воно є для усіх тіл універсальною функцією довжини хвилі та температури:

$$\frac{M_{b\lambda_1, T_1}}{\alpha(\lambda)_{T_1}} = \frac{M_{b\lambda_2, T_2}}{\alpha(\lambda)_{T_2}} = \frac{M_{b\lambda_n, T_n}}{\alpha(\lambda)_{T_n}} = f(\lambda, T) \quad (1.20)$$

Так як всі реальні об'єкти мають коефіцієнт поглинання менший за 1, вони не є чорними тілами, а тому їх енергетична світимість:

$$M_{b\lambda, T} = \alpha(\lambda)_T \cdot f(\lambda, T) = \alpha(\lambda)_T \cdot M_{0\lambda, T} \quad (1.21)$$

де $M_{b\lambda T}$ – світимість АЧТ;

$M_{0\lambda T}$ – світимість реального тіла;

$\alpha(\lambda)$ – спектральне поглинання.

випромінюванню чорного тіла (рис.1.8,б). Оскільки випромінювання АЧТ є ізотропно-дифузним, то спектральне випромінювання $L_{\lambda,T}$, що залишає отвір не залежить від напрямку. Також, поле випромінювання в порожнині, що представляє собою комбінований ефект випромінювання та відбивання від поверхні стінок, повинно мати ту ж форму що і випромінювання, яке залишає отвір. Тому, поле випромінювання АЧТ існує також всередині порожнини (рис. 1.8,с) [31].

Формула Планка: Спектральний розподіл енергії випромінювання. Спектральна яскравість, що заснована на квантових міркуваннях Планка та пов'язана із випромінювальною здатністю ϵ АЧТ:

$$L_{\lambda b}(\lambda, T) = \frac{M_{\lambda b}(\lambda, T)}{\pi} = \frac{2hc_0^2}{n^2\lambda^5 \left[e^{\frac{hc_0}{n\lambda k_B T}} - 1 \right]} = \frac{C_{1L}}{n^2\lambda^5 \left[e^{\frac{C_2}{n\lambda T}} - 1 \right]} \quad (1.22)$$

де $M_{\lambda b}(T)$ – спектральна світимість;

b – нижній підпис для позначення властивостей АЧТ;

n – показник заломлення середовища;

k_B – константа Больцмана;

h – постійна Планка;

C_{1L} – перша радіаційна константа для форми яскравості $C_{1L} = 2hc_0^2$;

C_1 – перша радіаційна константа для форми світимості $C_1 = 2\pi hc_0^2$;

C_2 – друга радіаційна константа $C_2 = hc_0 / k_B$.

Спектральний розподіл енергії зображений на (рис.1.9). Величина випромінювання змінюється в залежності від довжини хвилі та збільшується із ростом температури. Область спектру, в якій концентрується випромінювання, залежить від температури та зміщується в області більш коротких довжин хвиль видимого спектру зі збільшенням температури [37].

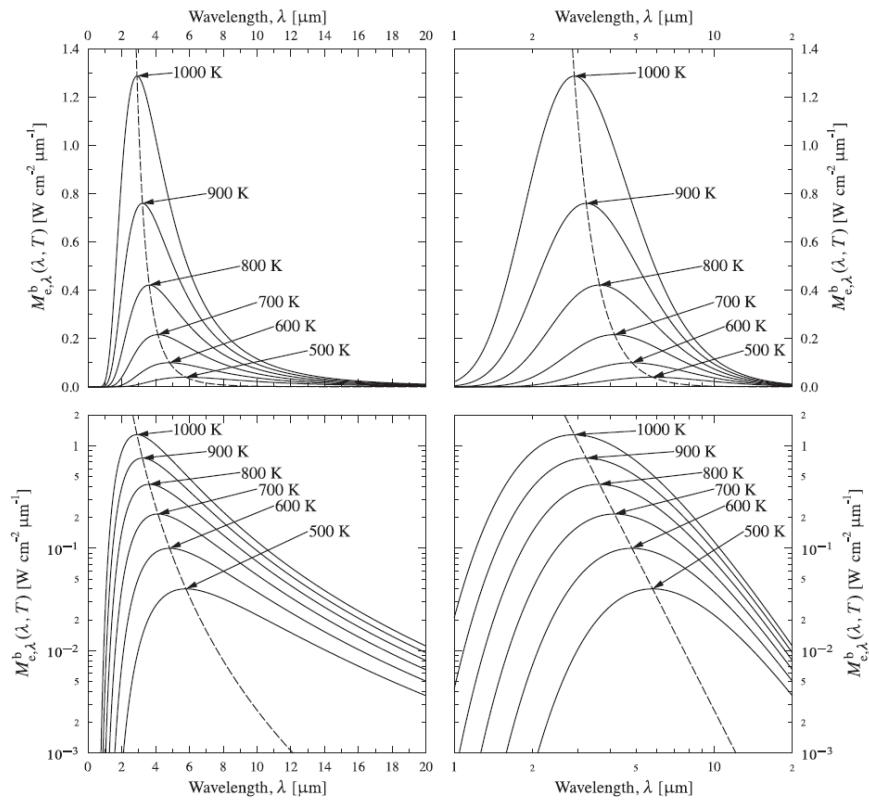


Рисунок 1.9 – Спектральний розподіл енергії випромінювання АЧТ в лінійному, логарифмічному та лінійно-логарифмічному масштабах [29]

Формула Віна. Для короткохвильової області формулу Планка можна спростити у випадку якщо $\lambda \times T < 3000$ мкм \times К, тоді $C_2/(\lambda T) \gg 1$ і формулу Планка можна апроксимувати з похибкою в межах 1% (рис.1.10,а), виходячи з цього спектральна світимість:

$$M_{\lambda b}(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \quad (1.23)$$

Формула Релея-Джинса. Для довгохвильової області апроксимація дає похибку в 1% (рис.1.10,б). Друге наближення знаходиться шляхом розкладу експоненти у знаменнику рівняння (1.8) в ряд:

$$e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 = \frac{C_2}{\lambda T} + \frac{1}{2!} \left(\frac{C_2}{\lambda T} \right)^2 + \dots \quad (1.24)$$

У випадку $\lambda \times T \gg C_2$, член $e^{C_2/\lambda T} - 1$ можна апроксимувати як $C_2 / \lambda T$, тоді:

$$M_{\lambda b}(\lambda, T) = \frac{C_1}{C_2} \frac{T}{\lambda^4} \quad (1.25)$$

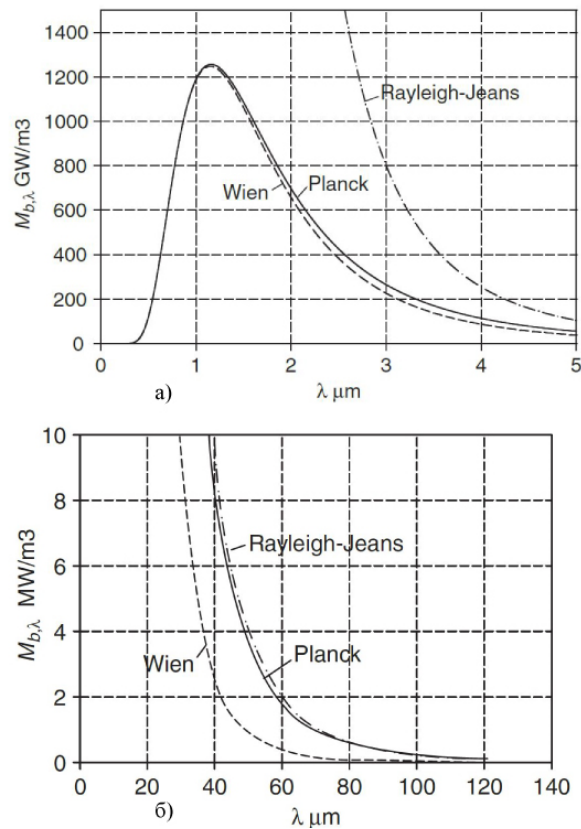


Рисунок 1.10 – Порівняння світимості при температурі: а) 2500K, б) 1000K [5]

Закон зміщення Віна визначає довжину хвилі λ_{\max} , при якій значення спектральної світимості $M_{b\lambda}$ для АЧТ буде найбільшою при заданій температурі T . Цей максимум зміщується в бік коротших довжин хвиль у міру підвищення температури:

$$\lambda_{\max} T = C_3 = 2897.7686 \text{ мкм} \cdot K \quad (1.26)$$

Значення максимуму монохроматичної інтенсивності випромінювання для чорного тіла:

$$M_{b\lambda,m} = C_4 T^5, \quad (1.27)$$

$$C_4 = \frac{C_1}{C_3^5 (e^{4.965} - 1)} = 1.2866 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}^5}. \quad (1.28)$$

Закон Стефана - Больцмана. Знаючи спектральне випромінювання АЧТ, що задане розподілом Планка, можна знайти повну світимість, проінтегрувавши вираз:

$$M_b = \int_0^\infty M_{\lambda,b} \cdot d\lambda = \int_0^\infty \frac{\pi C_{1L}}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)} d\lambda, \quad (1.29)$$

$$M_b = \sigma T^4. \quad (1.30)$$

де σ – константа Стефана-Больцмана, зі значенням:

$$\sigma = \frac{\pi^5 C_{1L}}{15 C_2^4} = \frac{2k^4 \pi^5}{15 C_0^2 h^3} = 5.670 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4} \quad (1.31)$$

Закон Стефана-Больцмана дозволяє розрахувати щільність променистого потоку, що розповсюджується у всіх напрямках та на всіх довжинах хвиль, на основі температури АЧТ. Оскільки це випромінювання ізотропно-дифузне, тобто незалежне, то загальна яскравість, що пов'язана із випромінюванням АЧТ:

$$L_b = \frac{M_b}{\pi} \quad (1.32)$$

Висновки до розділу:

Світло проявляє корпускулярно-хвильовий дуалізм та описується квантовою теорією та теорією електромагнітних хвиль. Теплове випромінювання є мірою внутрішньої температури об'єкта. Характер його поширення визначається поглинальною, відбивальною та пропускнуою здатностями тіл. Для реальних тіл характерним є спектральний розподіл та розподіл направленості. Для непрозорих об'єктів випромінювання є поверхневим явищем та поширюється в усіх напрямках у випадку ідеального випромінювача. Модель АЧТ є ідеалізацією, відносно якої можна визначити значення енергетичної світимості реального об'єкта знаючи його спектральний розподіл випромінювальної здатності. Закони спектрального розподілу енергії випромінювання АЧТ спочатку були описані за допомогою базових понять термодинаміки, потім їх змінила модель Планка. Попередні закони являються частковими випадками закону Планка. Для геометричного опису поширення теплового випромінювання в просторі застосовується тілесний кут, як аналог плоского для площини, але в об'ємному розумінні. Радіометричні величини характеризують ТВ відносно енергії, часу, потужності, площі та тілесного кута.

РОЗДІЛ 2. ПІРОМЕТРІЯ З КОМПЕНСАЦІЄЮ ВИПРОМІНЮВАЛЬНОЇ ЗДАТНОСТІ (EMISSIONIVITY-COMPENSATED PYROMETRY)

2.1. Технологія металоорганічного хімічного осадження із парової фази MOCVD (Metalorganic chemical vapour deposition).

Дана технологія має широке застосування у виробництві сучасних складних напівпровідникових матеріалів та структур. MOCVD використовується для виробництва оптоелектронних приладів групи A(III)-B(V), A(II)-B(VI), таких як лазери та світлодіоди (AlGaAs, AlGaN, InGaAsP), транзисторів з високою рухливістю електронів (HEMT), біполярних транзисторів з гетеропереходом (HBT), сонячних елементів та фотоприймачів.

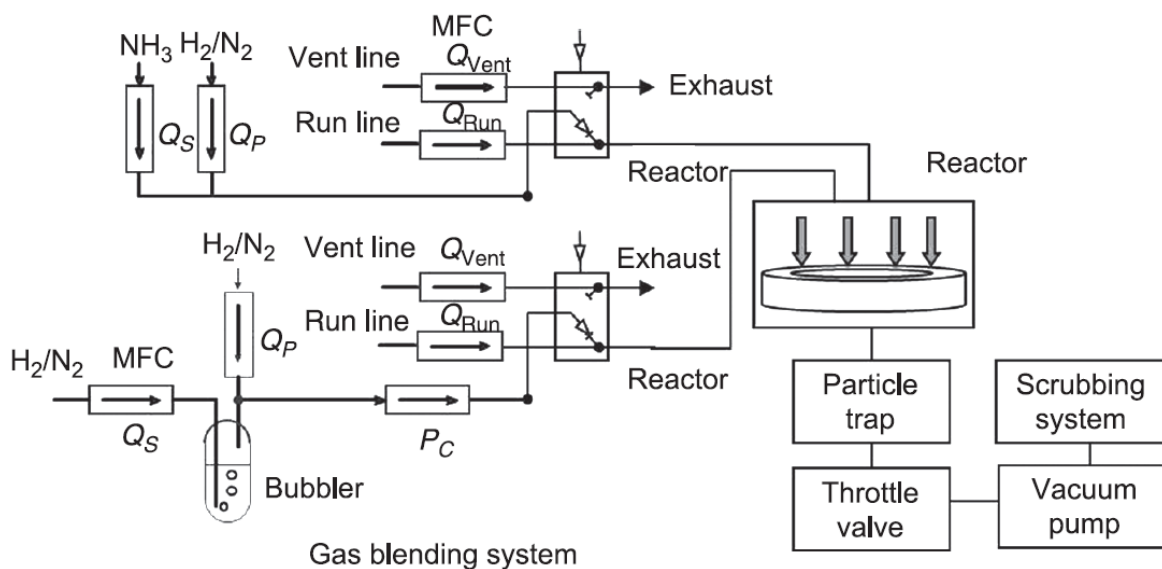


Рисунок 2.1 – Схема системи MOCVD [45]

На рис.2.1. показана базова схема системи MOCVD. Робочий тиск знижений та, наприклад, для росту нітридних структур має значення від 50 мБар до 1000 мБар в залежності від властивостей матерілу та обмежень технічних

можливостей реактора. Ліва сторона схеми демонструє систему змішування газу, яка котролює та komponує основний газ-носі́й (гідроген H_2 або нітроген N_2), прекурсори II/III групи та реактивні газы VI/V групи. В реакторі пластини розміщуються на тримачі пластин (чи поглиначі тепла), який резистивно чи індуктивно нагрівається до робочої температури. Металоорганічні прекурсори випаровуються у барбатурі та транспортуються у реактор газом-носієм. В реакторі вони поступово розкладаються при наближенні до тримача пластин, який обертається для рівномірного осадження. Продукти реакції та невикористаний газ проходять через пастку для частинок (particle trap) до системи нейтралізації газів (scrubbing system). Дросельний клапан (throttle valve) використовується для контролю тиску шляхом зміни поперечного перерізу труби вихлопу [45]. Ріст епітаксiальної структури, а тому й вимірювання температури пірометром підкладки відбуваються в реакторі на поверхні тримача, що обертається (рис. 2.2).

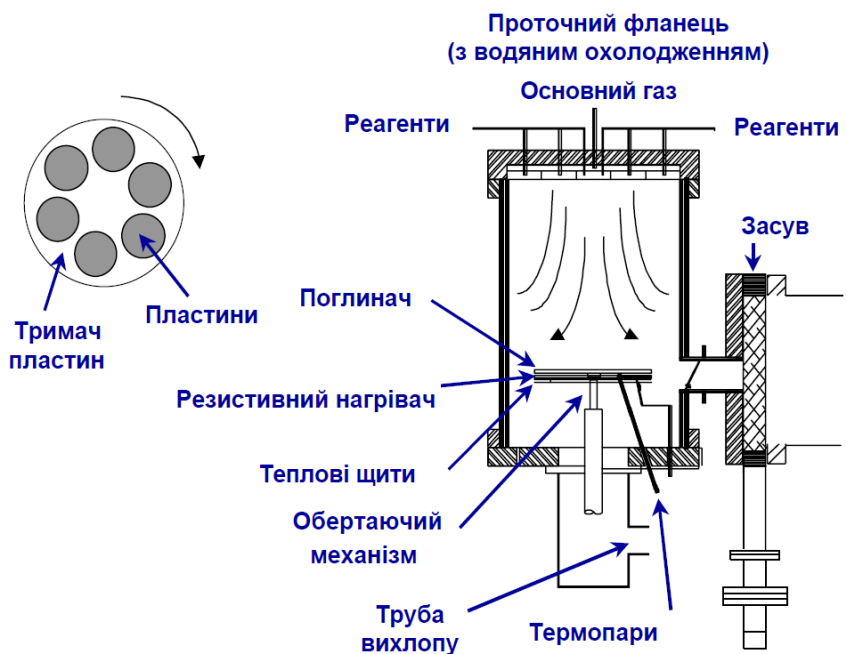


Рисунок 2.2 – Схема вертикального реактора MOCVD [21]

Спрощений механізм епітаксiального росту. Розглянемо рiст епітаксiальної структури на прикладі структури GaN (рис.2.3): подача реагентів відбувається у потоці газу-носія в реактор (основними газами є H_2 та N_2 , але в деяких випадках використовують NH_3 . Його частка може досягати 50%): джерелом елементів A(II)/A(III) являються їх алкіли, а джерелами елементів B(V)/B(VI) – гiдриди.

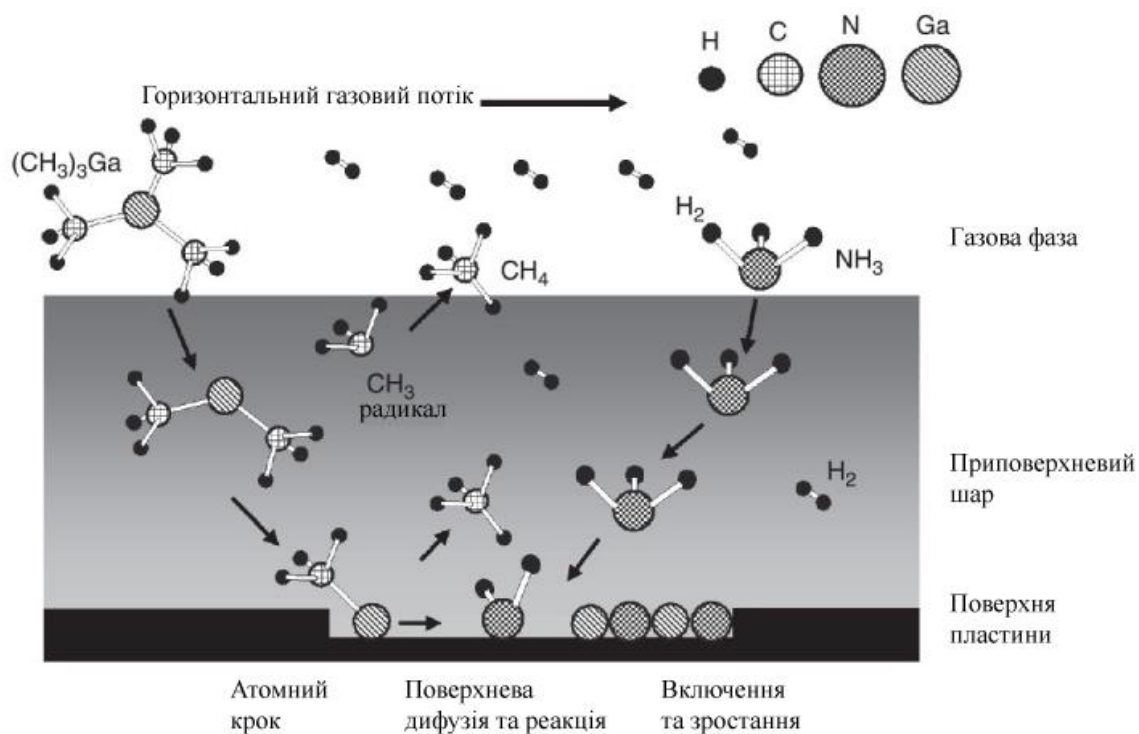


Рисунок 2.3 – Спрощена схема формування структури GaN [45]

Прекурсори металоорганічних речовин будуть дифундувати через змішану атмосферу для досягнення поверхні підкладки. В процесі вони будуть нагріватися та розкладатися за рахунок піролізу на різні складові. При досягненні поверхні, прекурсори будуть дифундувати в бік поверхні, поки вони не досягнуть вакантної кристалічної ділянки для подальшого включення в неї. Зазвичай камера перенасичена NH_3 , тому швидкість росту залежить тільки від швидкості подачі прекурсорів на поверхню підкладки. Міра реакції на поверхні може вважатися високою, якщо тиск пару металоорганічних прекурсорів на поверхні підкладки

дорівнює нулю. Це призведе до градієнту концентрації прекурсорів від газової фази до поверхні підкладки та згенерує дифузну силу металоорганічних частинок із зони високої концентрації до зони низької концентрації. Іншою рушійною силою для металоорганічних прекурсорів є сила конвекції загального потоку газу, який штовхає прекурсори із зони високого тиску (впуск газу) до зони низького тиску (випуск газу). Шар газу з градієнтом концентрації прекурсорів називається приповерхневим шаром. Чим тонший приповерхневий шар, тим більший градієнт концентрації та дифузійний потік на поверхню підкладки. При низькій температурі росту його швидкість обмежена швидкістю реакції на поверхні. Наприклад, зародковий одноатомний шар GaN вирощують при низькій температурі близько 500 °С, щоб послабити напругу та деформацію поверхні. При підвищенні температури росту одноатомного зародкового шару, його швидкість буде суттєво зростати для тієї ж кількості реагентів у камері і їх швидкості потоку. При ще більшому зростанні температури, швидкість реакції на поверхні буде достатньо високою, і тому швидкість росту буде обмежена швидкістю дифузії частинок реагентів на поверхню [39]. За рахунок обертання тримача пластин, вхідний потік буде перемішуватися рівномірно (рис.2.4):

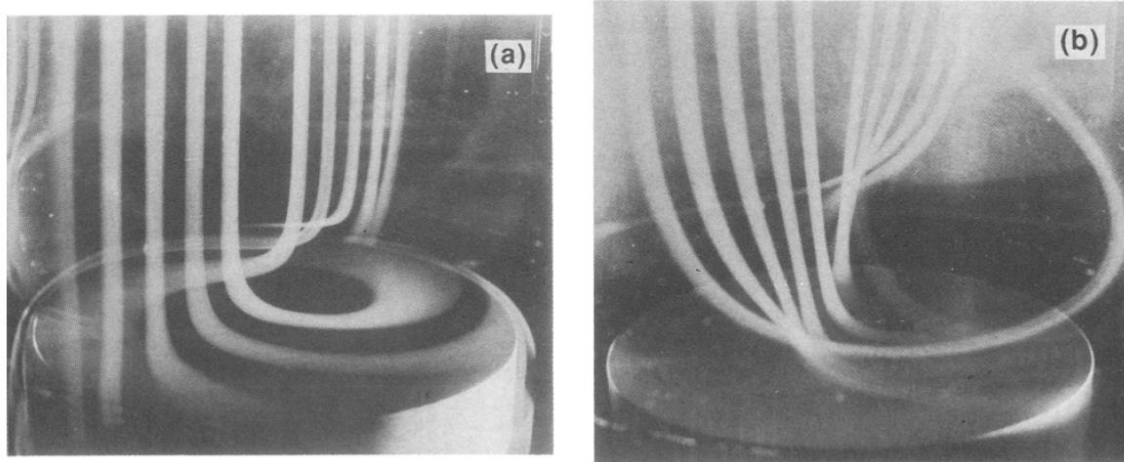


Рисунок 2.4 – Візуалізація вхідного потоку на поверхні ізотермічного тримача пластин, що обертається (100 об/хв) [11]

2.2. Основи пірометрії з компенсацією випромінювальної здатності та особливості застосування в технології MOCVD.

Епітаксіальне осадження складних напівпровідників має проводитись із високою точністю температури процесу. Повторюваність температури має складати $\pm 0,25$ °C. Для вимірювання температури необхідно вирішити ряд технічних задач. Використання термопари неможливе через обертання тримача пластин. Оптична пірометрія є єдиним способом вимірювання температури пластин в умовах процесу та має ряд проблем [21]:

- випромінювальна здатність пластини різко змінюється в часі під час осадження. Задня сторона пластини закрита від оптичного огляду нагрівачим механізмом;
- через високу швидкість обертання пляма вимірювання пірометра рухається від поверхні пластини до поверхні тримача досить швидко. Тому потрібен алгоритм для розділення значень двох сигналів пластини і тримача та частоту збору даних менше мілісекунди;
- вимірювання оптичних властивостей підкладок та вирощених структур повинні проводитись на довжині хвилі менше 1000 нм та у максимально вузькому спектральному діапазоні;
- можливі похибки вимірювання через енергію випромінення нагрівача та енергію, що відбивається від внутрішніх поверхонь камери реактора в оптичну головку пірометра;
- повинні враховуватись оптичні властивості вікна огляду, яке розташоване між камерою реактора та пірометром [32];

Пірометрія з компенсацією випромінювальної здатності – вкрай ефективний метод для безконтактного вимірювання температури поверхонь з випромінюванням, що змінюється в часі. Найбільша перевага даного способу – це повна відсутність інтерференції між вимірювальним приладом та процесом,

що вимірюється. Даний метод пірометрії заснований на трьох фундаментальних законах: законі теплового випромінювання Планка та законах про випромінювання та збереження енергії Кірхгофа.

Енергетична яскравість $L_b(\lambda, T)$, що випромінюється з елементарної площі абсолютно чорного тіла при абсолютній температурі T в одиницях тілесного кута визначається законом Планка:

$$L_b(\lambda, T)d\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{(c_2/\lambda \cdot T)} - 1)} d\lambda \quad (2.1)$$

де λ – довжина хвилі світла, що використовується в експерименті, нм;

$c_1 = 1.19 \times 10^{16}$ – перша радіаційна константа, Вт см⁻² ср⁻¹ нм⁴;

$c_2 = 1.43888 \times 10^7$ – друга радіаційна константа, нм °К.

Використаємо закон Віна (1.23) для короткохвильової області, як частковий випадок формули Планка. Часткова зміна ТВ для часткової зміни даної температури виходить шляхом взяття похідної:

$$\frac{\partial L_b}{L_b} = \frac{c_2}{\lambda T} \frac{\partial T}{T} \quad (2.2)$$

де L_b – енергетична яскравість АЧТ;

c_2 – друга радіаційна константа;

Вираз (2.2) зазначає, що найбільша чутливість пірометра досягається при використанні при низьких температурах та коротких хвилях. При зменшенні довжини хвилі сигнал буде зменшуватись. Тому, оптимальний вибір хвилі детектування полягає у компромісі між вибором найкоротшої довжини хвилі, що дає достатньо сильні сигнали, та рівнем шуму фотоприймача, підтримуючи рівень шуму значно нижче бажаної температурної залежності [12]. Формула

Планка може бути спрощена для монохроматичної пірометрії на довжині хвилі роботи пірометра λ_{pyro} :

$$B(T) = C_{\text{pyro}} / (e^{(c_2/\lambda_{\text{pyro}} T)} - 1) \quad (2.3)$$

де $B(T)$ – сигнал випромінювання від пірометра, який направлений на абсолютно чорне тіло;

C_{pyro} – константа калібровки пірометра.

Константа вимірюється в одиницях вимірювання випромінювання (може бути напруга, струм, потужність і т. д.) та включає всі фактори довжини хвилі, геометрії, затухання та чутливості. Константу калібрування можна визначити емпірично шляхом калібровки пірометру за допомогою промислової моделі печі АЧТ. Вона представляє собою порожнину з термopарою, що дозволяє виміряти сигнал теплового випромінювання при відомому значенні температури T_{cal} . Інвертуючи вираз (2.3), можна отримати формулу для визначення температури за вимірним сигналом $B(T)$. Враховуючи калібрувальний сигнал $B_{\text{cal}}(T)$ та відому температуру T_{cal} отримаємо робочий вираз для калібровки. Замінімо $B(T)$ на s :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{\text{cal}}} - \frac{\lambda}{C_2} \ln \frac{s}{s_{\text{cal}}} \quad (2.4)$$

Чорне тіло – ідеальний поглинач випромінювання. Всі реальні поверхні поглинають різну кількість енергії в залежності від довжини хвилі, кутів падіння та поляризації. Властивість поглинання реального матеріалу визначають кількісно шляхом визначення спектрального поглинання α_λ (absorbtivity).

По причині того, що реальна поверхня не може поглинати випромінювання як АЧТ, вона і не може випромінювати як АЧТ при нагріванні. Як і у випадку з

поглинанням, теплове випромінювання від реальної поверхні може бути описане з використанням випромінювальної здатності ε (emissivity). Випромінювальна здатність визначається як частина теплового випромінювання $E(T)$, яку випромінює поверхня на деякій довжині хвилі, куті виходу, поляризації та температурі, в порівнянні із АЧТ на тій же довжині хвилі, куті виходу та поляризації[12].

$$E(T) = \varepsilon B(T) \quad (2.5)$$

Випромінювальна здатність залежить від властивостей матеріалу та його поверхні. Властивості можуть значно змінюватись в процесі осадження. Випромінювальну здатність важко виміряти на місці процесу, що робить її основною проблемою пірометрії для застосування в MOCVD. Згідно із законом Кірхгофа, спектральна випромінювальна здатність дорівнює поглинальній здатності [25]:

$$\varepsilon = \alpha \quad (2.6)$$

Для непрозорих підкладок закон збереження енергії дає наступне співвідношення між загальним відбиттям (R) та поглинальною здатністю α :

$$R + \alpha = 1 \quad (2.7)$$

Із виразів (2.6 та 2.7) можна виразити співвідношення, що є ключем до пірометрії із компенсацією випромінювальної здатності:

$$\varepsilon = 1 - R \quad (2.8)$$

Принцип пірометрії з компенсацією випромінювання означає вимірювання теплового випромінювання цілі використовуючи пірометр, вимірювання відбиття, використовуючи рефлектометр, розрахунок випромінювальної здатності пластини ϵ_{target} та розрахунок температури підкладки, використовуючи обернену формулу Планка:

$$T_{\text{target}} = (c_2 / \lambda_{\text{pyro}}) / \ln(1 + \epsilon_{\text{target}} \cdot C_{\text{pyro}} / E_{\text{target}}) \quad (2.9)$$

Загалом, відбиття пластини не зовсім дзеркальне, а частково розсіяне. Відбиття дифузної поверхні може бути точно виміряне лише у випадку, якщо відбите (розсіяне) світло збирається зі всієї напівсфери випромінювання. Для вимірювання дифузного відбиття поверхні повинна використовуватися фотометрична куля, яку неможливо розмістити у реакторі CVD. В камері реактора оптичний вид обмежений оглядовим отвором, а тому здатність відбиття цілі може бути виміряна тільки у випадку дзеркального відбиття. Коли поверхня мішені стає менш дзеркальною, виміряна відбиваюча здатність зменшується, коефіцієнт випромінювання збільшується, а температура, розрахована за формулою (2.9), буде нижча, ніж реальна температура підкладки. Кожна поверхня створює унікальні проблеми при процесі вимірювання температури через похибки випромінювальної здатності, а тому й відбивальної [33].

Матеріали підкладок. Підкладки (GaAs, InP, Si, і т.д.) непрозорі для довжин хвиль λ менше 1000 нм. Вони добре відполіровані та демонструють відмінне дзеркальне відбиття. В процесі епітаксiального росту, інтерференція між відбитим світлом від зростаючої напівпрозорої плівки пластини та від підкладки пластини призводить до значної зміни значень сигналу випромінювальної здатності та здатності відбиття, разом із випромінюванням. Поки зростаюча поверхня залишається дзеркальною (як і характерно для епітаксiальних

процесів), здатність до відбиття та випромінювальну здатність можна вимірювати з високою точністю, і, отже, зміну випромінювання можна компенсувати. Це практично ідеальний випадок для пірометрії з компенсованою випромінювальною здатністю.

Прозорі підкладки (Сапфір, SiC) не поглинають світло з довжиною хвилі λ між ультрафіолетом та середнім інфрачервоним спектром. Згідно із законом Кірхгофа (2.6), непоглинаючі матеріали не випромінюють теплове випромінювання, і тому випромінювання для виміру температури на пластині відсутнє. Найкраще, що можна зробити у випадку прозорих підкладок – виміряти температуру тримача підкладок прямо під пластиною, оскільки випромінювальна здатність цієї області не змінюється під час осадження чи від циклу до циклу. Ціллю в даному випадку є область тримача пластин, що покритий прозорими підкладками. Така складена мішень непрозора, а тому здатність до відбиття та випромінювальна здатність пов'язані з (2.7). Проблема заключається у тому, що поверхня, яка підтримує пластини, та задня сторона полірованої з одного боку підкладки мають розсіяний коефіцієнт відбиття, який не може бути вимірним рефлектметром. Однак, оскільки ці поверхні накриті, здатність до відбиття є стабільною під час осадження. Тільки поверхня зростаючого шару демонструє залежну від часу здатність до відбиття. Поки ця поверхня є дзеркальною, її відбиваюча здатність R_{wafer} може бути виміряна рефлектметром. Це значення разом з відомими значеннями коефіцієнта випромінювання ϵ_{carr} тримача пластин дозволяють оцінити значення коефіцієнта випромінювання складеної цілі ϵ_{target} .

Для пластин, що відполіровані з обох боків, випромінювальна здатність тримача та пластини може бути розрахована в непоганій апроксимації:

$$\epsilon_{\text{target}} = (1 - R_{\text{wafer}}) \epsilon_{\text{carr}} [1 + (1 - \epsilon_{\text{carr}}) R_{\text{wafer}}] \quad (2.10)$$

Для підкладок, що відполіровані з однієї сторони, відбиття світла є дифузним. Дифузна відбиваюча здатність $R_{BS\&diff}$ також стабільна при осадженні і тому випромінення тримача та пластин може бути обчислено:

$$\varepsilon_{target} = \varepsilon_{carr} (1 - R_{wafer}) (1 - R_{BS\&diff}) \times \left\{ 1 + R_{wafer} R_{BS\&diff} + (1 - \varepsilon_{carr}) \left[\left(R_{BS\&diff} + R_{wafer} (1 - R_{BS\&diff})^2 \right) \right] \right\} \quad (2.11)$$

Завдяки рівнянню можна забезпечити точне та повторюване вимірювання температури підкладки. Тримач підкладок демонструє дифузне чи розсіяне відбиття. З цієї причини в приладі встановлене значення випромінювальної здатності тримача пластин і використовується для вимірювання температури тримача (між пластинами) з припущенням, що випромінювання суттєво не змінюється під час циклу.

Алгоритм вимірювання багатьох пластин на тримачі. Одна з проблем вимірювання температури пластин, що розташовані на дисковому тримачі, який обертається з великою фіксованою швидкістю, полягає у розділенні вимірів, що виконані на тримачі, та вимірів, що виконані на пластині. Розглянемо запатентований алгоритм вимірювань «Метод та прилад для вимірювання температури об'єктів на тримачі, що обертається на великій швидкості» [42]. Винахід являє собою метод та пристрій для безконтактного вимірювання температури напівпровідникових пластин, що рухаються, із застосуванням пірометра та рефлектометра для надання комп'ютеру загального користування даних про істинне значення температури та відбиваючої здатності. Пляма вимірювання пірометра та рефлектометра зазвичай менша ніж 6 мм у діаметрі. Враховуючи особливості методу, вимірювальна пляма повинна бути в діаметрі менша за діаметр кожної із пластин [25]. Враховуючи, що пляма витягується в

овальну форму під час обертання тримача пластин, ця умова може бути описана як:

$$\tau < (D_w - D_p) / (2 \cdot R \cdot \pi \cdot \omega) \quad (2.12)$$

де τ – час запиту даних для одиничних вимірів, с;

D_w – діаметр пластини, см;

D_p – розмір плями пірометра без обертання, см;

R – радіус по якому рухається пляма вимірювання, см;

ω – швидкість обертання тримача пластин, об/хв.

На схемі (рис.2.5) показані три типи даних, які можна виміряти. Позиція №1 викликає найбільший інтерес. В цьому випадку пляма вимірювання повністю розташована на поверхні підкладки, а тому, прилад вимірює істинне значення випромінювальної здатності та істинне значення температури з компенсацією випромінювання.

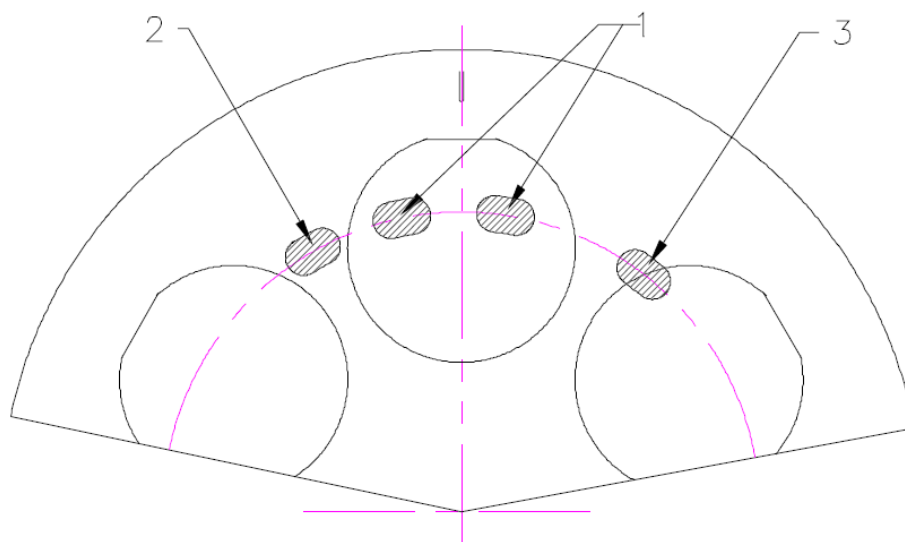


Рисунок 2.5 – Схема точок вимірювання приладу [42]

Пляма повністю розташована на поверхні тримача пластин у випадку №2. В цьому випадку прилад буде інтерпретувати дифузне відбиття від тримача як випромінювальну здатність із значенням близьким до 1. У позиції №3 частина вимірної плями розташована на пластині, а частина – на тримачі, і вимірні дані будуть мати значення випромінювання в межах від істинного значення пластини до 1, а тому температура буде вимірюватись неправильно. Типи даних №2 та №3 повинні ігноруватись, тому що вимірні дані не належать пластині повністю.

Алгоритм заснований на статистичному аналізі значень вимірювань та дозволяє вимірювати випромінювальну здатність та температуру пластин в режимі реального часу. Типовий розподіл показаний на гістограмі (рис.2.6). Середньозважене значення точок пластин буде використано як значення випромінювальної здатності. Точки типу №1 – це точки з даними, що отримані з пластин зі значенням від 53 до 63%. Точки з значеннями від 98 до 100% – це точки, що належать тримачу пластин. Вони ігноруються при обчисленні разом з точками №3, які мають значення між діапазонами №1 та №2 [42].

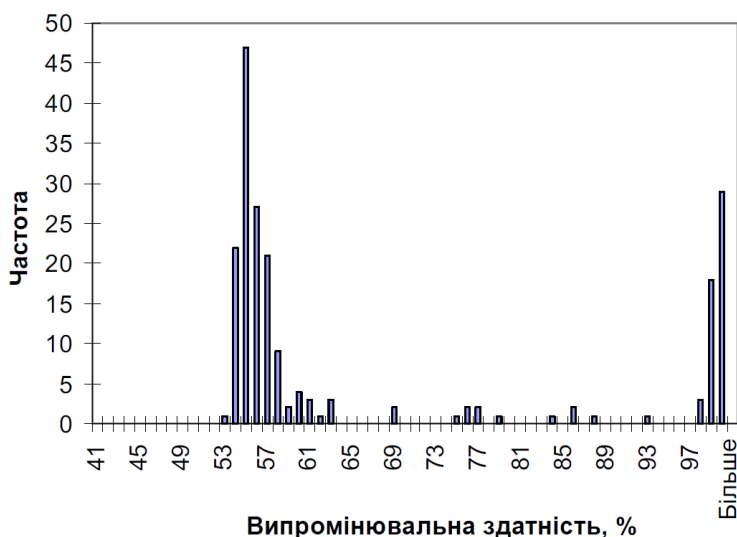


Рисунок 2.6 – Гістограма розподілу випромінювальної здатності пластин для 200 записів значень [21]

2.3. Аналіз похибок, що виникають під час вимірювання у реакторі.

Існує два загальних джерела похибок, які можуть призвести до штучних коливань температури: похибки у вимірюваннях абсолютного коефіцієнта відбиття та розсіяне ТВ, що надходить не з поверхні пластини [21].

Похибка, що пов'язана з вимірюванням емісії випромінювальної здатності, викликає штучні коливання температури. Сигнал випромінення $E(T)$ зменшується зі зменшенням значення ϵ . У складних напівпровідниках ϵ змінюється в часі від 0.5 до 0.8 через явище інтерференції у тонких плівках, що вирощуються, тому будь-яка систематична похибка призводить до коливань в обчисленій температурі – ефект надкомпенсації температури. Похибка вимірювання температури (ΔT), яка пов'язана з похибками вимірювання випромінювальної здатності ($\Delta \epsilon$), що призводить до похибок випромінювання (ΔE) виражається:

$$\Delta T = C(\Delta \epsilon / \epsilon + \Delta E / E(T)), \quad (2.13)$$

$$C = T^2 \times \lambda / c_2. \quad (2.14)$$

Похибка, що пов'язана з вимірюванням відбивальної здатності. В даному випадку джерелами похибок є неточності калібровки, нахил та коливання тримача пластин, нестабільність електроніки. Неточність відбивальної здатності описується як:

$$\Delta R = \gamma_R R \quad (2.15)$$

де ΔR – неточність вимірювання відбивальної здатності;

γ_R – коефіцієнт похибки калібровки.

Як наслідок, похибка вимірювання випромінювальної здатності має вигляд:

$$\Delta\varepsilon / \varepsilon = -\gamma_R (1/\varepsilon - 1) \quad (2.16)$$

Похибка, що викликана розсіяним тепловим випромінюванням. Існують 3 типи випромінення, які важливі при осадженні тонких плівок в пірометрії. Внутрішнє випромінювання (intrinsic emissivity), що є випроміненням матеріалу пластини. Зовнішнє випромінення (extrinsic emissivity) – це випромінення шарів на поверхні пластини. Ефективне випромінювання (effective emissivity) – включає оптичні ефекти елементів камери. Оптична головка пірометра розташована перпендикулярно по відношенню до поверхні пластин. В ідеальному випадку пірометр приймає випромінювання тільки від плями вимірювання, що розташована на дзеркально відполірованій пластині. На практиці присутнє паразитне теплове випромінювання від нагрівачої системи, тримача пластин та пластиною за межою плями, також присутнє відбивання від оптичної головки приладу та поверхні вікна огляду. Як наслідок, розсіяне випромінювання пропорційне вібиваючій здатності пластини. Якщо джерелом паразитного випромінювання є нитка розжарення чи тримач пластин, то цей вклад може бути масштабованим випромінюванням АЧТ В (λ, T). Тому, похибка вимірювання випромінювальної здатності відноситься до розсіяного світла, як:

$$\frac{\Delta E}{E(T)} = \frac{S_{\text{stray}}(T)}{E(T)} = \gamma_s \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) \quad (2.17)$$

Вираз схожий на похибку калібровки випромінювання, тому можна переписати вираз (2.16) як:

$$\Delta T = \gamma C(1/\varepsilon - 1) \quad (2.18)$$

де $\gamma = \gamma_S + \gamma_R$ – гамма фактор.

Значення γ_R може бути додатнім чи від'ємним, а значення γ_S завжди додатне. Стабільність γ невідома, менш значні джерела похибки вимірювання температури не описуються виразами 1 та 2, тому найкращим варіантом досягнення точних вимірювань є зведення джерел похибок, щоб вплив гамма-фактора був незначним. Значення коефіцієнта γ можна оцінити за допомогою вирощування тестової калібрувальної структури в якості регулюючого параметра для наступних циклів. Процес вимірювання температури з врахуванням гамма-фактору та коефіцієнту відбиття продемонстровано на рис.2.7.

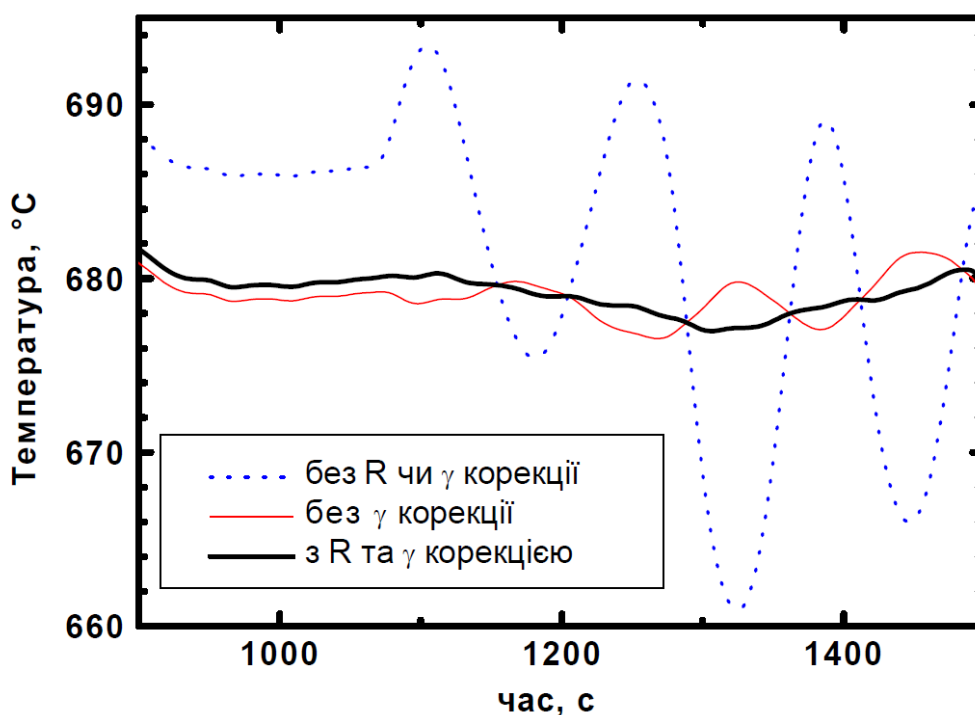


Рисунок 2.7 – Температура в процесі росту 200 нм структури AlAs з наступним ростом 220 нм структури GaAs. [12]

Зміна характеристик фотоприймача. Фотодіоди є надійними детекторами теплового випромінювання. Вони можуть зберігати свої характеристики протягом довгого часу. Єдиним істотним джерелом дрейфу характеристик є вплив температури навколишнього середовища, що впливає на значення забороненої зони [12]. Для стабілізації характеристик фотоприймача він може бути поміщений в ізольоване середовище з контролем температури або можна знайти аналітичну залежність та використовувати активну компенсацію температури.

Похибка спектральної невідповідності. Пірометр збирає світло у певному спектральному діапазоні $\Delta\lambda$, який залежить від його інтерференційного фільтра. Чутливість фільтра можна описати функцією $f(\lambda)$. Виходячи із цього, випромінювання, яке необхідне для обчислення температури, має вигляд:

$$\varepsilon_{\text{pyro}} = \int \varepsilon(\lambda) f(\lambda) B(\lambda, T) d\lambda / \int f(\lambda) B(\lambda, T) d\lambda \quad (2.19)$$

Однак, спектр джерела випромінювання рефлектметра $L(\lambda)$ відрізняється від спектру АЧТ $B(\lambda, T)$. Тому випромінювальна здатність $\varepsilon_{\text{refl}}$, яка обчислена за допомогою значення відбиваючої здатності, може відрізнитись від $\varepsilon_{\text{pyro}}$ та дорівнює:

$$\varepsilon_{\text{refl}} = \int \varepsilon(\lambda) f(\lambda) L(\lambda) d\lambda / \int f(\lambda) L(\lambda) d\lambda \quad (2.20)$$

В ідеальному випадку $\varepsilon_{\text{refl}} = \varepsilon_{\text{pyro}}$ для будь-якої ширини пропускання фільтра та товщини плівки, тому джерело світла рефлектметра повинно мати спектр випромінювання АЧТ ($L(\lambda) \sim B(\lambda, T)$). Випромінювання вольфрамової нитки розжарювання підходить найбільше (воно не буде генерувати ефект надкомпенсації температури) в якості джерела світла рефлектметра коли

ширина смуги пропускання фільтру ΔF складає до 70 нм. Однак через інертність нитки розжарювання таке джерело світла важко використовувати для високочастотної модуляції, що необхідна для вимірювань температури пластин на тримачі пластин, який швидко обертається. Світлодіоди та лазерні діоди легко модулюються, однак їх спектр $L(\lambda)$ відрізняється від спектру АЧТ $B(\lambda, T)$, що дає спектральну невідповідність між даними пірометра та рефлектометра. Що в свою чергу призводить до того, що значення випромінювальної здатності, яка виміряна рефлектометром, $\varepsilon_{\text{refl}}$ може відрізнитись від $\varepsilon_{\text{pyro}}$, що необхідне для пірометра. У випадку використання лазерного джерела у рефлектометрі, який істотно спектрально не відповідає випромінюванню АЧТ (навіть при $\gamma = 0$), амплітуда цих коливань росте з величиною товщини плівки (рис.2.8) та спостерігаються значні коливання температури. У випадку використання світлодіода, спектр якого узгоджений з випромінюванням АЧТ, та у випадку $\gamma = 0$, температурний ефект надкомпенсації мінімальний при будь-яких необхідних товщинах плівок.

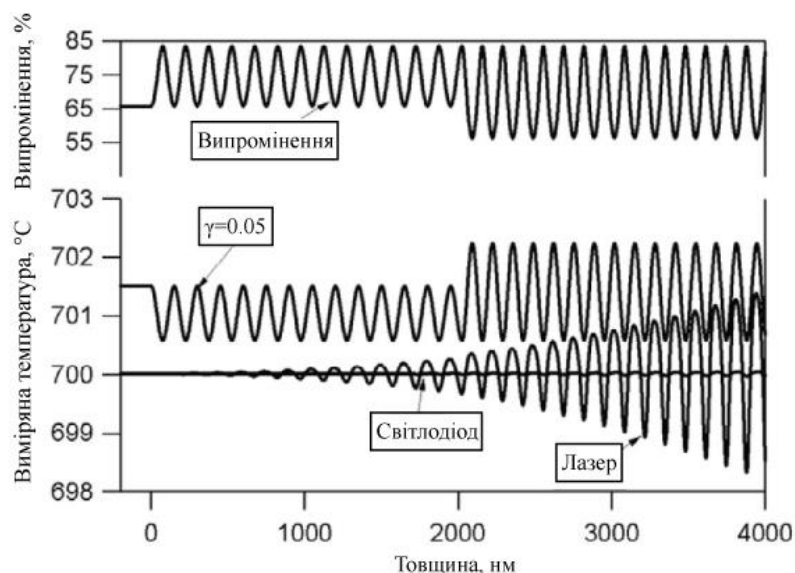


Рисунок 2.8 – Ефект надкомпенсації температури змодельований для двошарової структури AlGaAs, яка вирощена за умов постійної температури 700°C. $\lambda F=930$ nm, $\Delta F=10$ nm [21]

Висновки до розділу:

Технологія металоорганічного хімічного осадження із парової фази MOCVD потребує контролю точного значення температури процесу для контролю швидкості та якості росту тонких епітаксіальних структур. Метод оптичної пірметрії з компенсацією випромінювання – єдиний метод температурного контролю. Він заснований на трьох фундаментальних законах: розподілу випромінювання Планка для АЧТ та законах Кірхгофа. Компенсація випромінювальної здатності відбувається за допомогою рефлектометра. Особливості реактора MOCVD та матеріалів підкладок ставлять ряд технічних проблем для фотоприймача, які потрібно враховувати для прецизійності вимірювань. Джерелом похибок є паразитне відбивання від поверхонь реактора, похибки в вимірюванні відбивальної здатності підкладки та спектральна невідповідність джерела випромінювання рефлектометра.

Висока чутливість до низьких температур досягається за рахунок вимірювань на коротших довжинах хвиль, тому необхідний малий рівень шумів для великого динамічного діапазона. Тримач пластин обертається на великій швидкості. Час відгуку фотоприймача повинен задовольняти умовам алгоритму збору значень вимірювань. Теплове випромінювання реактору нагріває фотоприймач, як наслідок, потрібна невелика температурна залежність параметрів на робочій довжині хвилі. Планарний кремнієвий фотодіод р-п структури відповідає цим вимогам та є оптимальним вибором.

РОЗДІЛ 3. АНАЛІЗ ПАРАМЕТРІВ ФОТОДІОДІВ ТА ЇХ ВИБІР ДЛЯ ЗАСТОСУВАННЯ В ОПТИЧНІЙ ПРОМЕТРІЇ

3.1. Кремнієвий p-n фотодіод, його схемна модель.

Структура планарного фотодіода з p-n переходом. Фотодіод являє собою діод з p-n переходом (рис. 3.1). Область p-типу представляє собою активну область фотоприймача, товщина якої зазвичай не більше 1 мкм. Разом з областю n-типу підкладки формується p-n перехід. Він формується шляхом дифузії акцепторної домішки в об'ємну пластину кремнію n-типу або навпаки. На межі областей виникає збіднений шар. Для формування омичного контакту необхідна дифузія донорної домішки у задню частину пластини. На активну область наносять пасивуюче покриття, щоб зменшити відбивання світла та збільшити фотогенерацію. Неактивна зона зверху покрита ізолюючим товстим шаром оксиду кремнію. Планарна структура характерна малим значенням темнового струму, а тому рівнем шумів. Товщина та концентрація домішок областей впливає на електричні, частотні та спектральні характеристики [8].

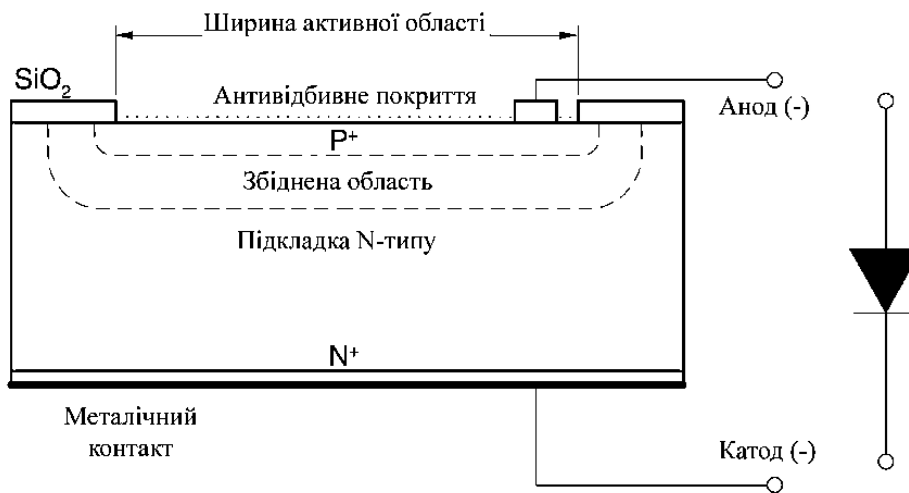


Рисунок 3.1 – Структура планарного кремнієвого фотодіода [41]

Принцип дії. Фотовольтаїчний режим. Валентна зона повністю заповнена, а зона провідності вільна при температурі абсолютного нуля. При підвищенні температури електрони за рахунок теплової енергії збуджуються та переміщуються в зону провідності. При освітленні фотодіода світлом з енергією фотонів більшою за енергію забороненої зони електрони у валентній зоні отримують енергію для переходу в зону провідності, залишаючи дірку у валентній зоні (рис. 3.2). Експонований з боку р-шару фотодіод (рис.3.1) генерує електронно-діркові пари. Електричне поле переходу розділяє утворені пари, в результаті відбувається зменшення потенційного бар'єру р-n переходу. Згенеровані неосновні носії дістануться до р-n переходу не рекомбінуючи за умови, що генерація відбулась на відстані, яка менша від дифузійної довжини електронів L_n та дірок L_p . В збідненому шарі електричне поле прискорює електрони в сторону n-шару та дірки в сторону р-шару. Внаслідок цього виникне різниця потенціалів: позитивний заряд - в р-шарі, а негативний - в n-шарі. Для неосновних носіїв ця напруга є прискорюючою, а для основних – блокуючою. Фотострум створюється неосновними носіями та співпадає з напрямком їх темнового струму при підключенні до навантаження [3].

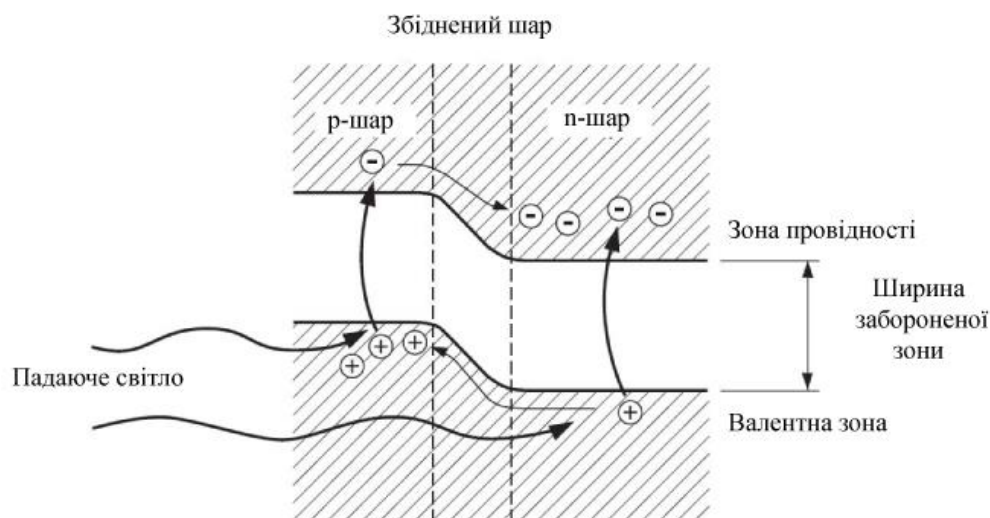


Рисунок 3.2 – Зонна діаграма р-n переходу [8]

Світло поглинається з експоненціальною залежністю та глибина проникнення світла співвідноситься з коефіцієнтом поглинання матеріалу як $1/\alpha(\lambda)$. Він є досить високим для коротких довжин хвиль в ультрафіолетовій області та зменшується для довших хвиль в ближній інфрачервоній області (рис.3.3). Тому, фотони коротких хвиль поглинаються в тонкому поверхневому шарі, в той час як кремній стає прозорим для довжин хвиль довшими за 1200 нм [41]. Червона межа фотоефекту має вигляд:

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} \quad (3.1)$$

де E_g – енергія забороненої зони.

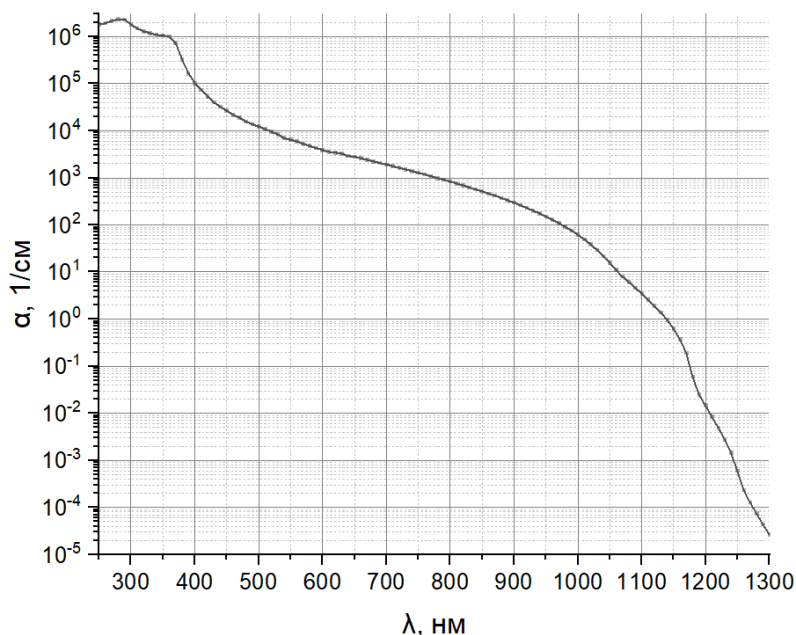
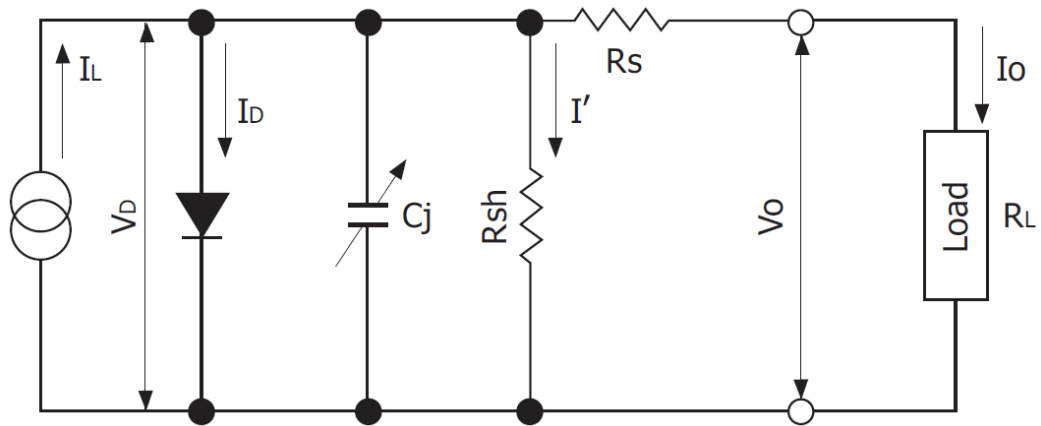


Рисунок 3.3 – Коефіцієнт поглинання кремнію при температурі 295K [36]

Еквівалентна схема фотодіода. Еквівалентну схему ФД можна представити у вигляді схемної моделі (рис.3.4).



I_L – фотострум, що генерується падаючим світлом, V_D – напруга, що прикладена до діода, I_D – темновий струм діода, C_j – ємність р-п переходу, R_{sh} – шунтуючий опір діода, I' – струм шунтуючого опору, R_s – послідовний опір діода, V_O – вихідна напруга, I_O – вихідний струм, R_L – опір навантаження.

Рисунок 3.4 – Еквівалентна схема кремнієвого фотодіода [28]

Послідовний опір R_s виникає через опір контактів та незбідненої області кремнію:

$$R_s = \frac{(W_s - W_d)\rho}{A} + R_c \quad (3.2)$$

де W_s – товщина підкладки;

W_d – ширина збідненої області;

A – дифузійна площа переходу;

ρ – питомий опір підкладки;

R_c – опір контакту.

У фотовольтаїчному режимі послідовний опір визначає лінійність фотоприймача. Його типові значення становлять від кількох Ом до тисяч Ом. в той час як ідеалізацією є його повна відсутність.

Шунтуючий опір R_{SH} визначає нахил ВАХ фотодіода в початку координат та може бути експериментально виміряним за допомогою прикладення невеликої напруги зміщення:

$$R_{sh} = \frac{10 \text{ [мВ]}}{I_D} \quad (3.3)$$

де I_D – темновий струм фотодіода.

Він використовується для визначення значення домінуючого дифузійного шумового струму в фотодіоді у фотовольтаїчному режимі. Реальні значення варіюються від кількох Ом до сотень МОм, в той час як ідеалізація повинна мати безкінечно великий опір.

3.2. Аналіз характеристик фотодіода.

ВАХ фотодіода. Без падаючого світла ($\Phi=0$) вольт-амперна характеристика фотодіода має залежність звичайного діода (рис.3.5). Темновий струм фотодіода I_D визначається наступним виразом:

$$I_D = I_s (e^{\frac{qV_D}{nk_B T}} - 1) \quad (3.4)$$

де I_s – зворотній струм насичення фотодіода або тепловий струм;

q – елементарний заряд електрона;

V_D – напруга, прикладена до фотодіода;

n – фактор ідеальності;

k_B – константа Больцмана;

T – температура навколишнього середовища.

Для усіх відомих механізмів провідності (термоелектрична емісія, дифузія, рекомбінація та тунелювання) I_S можна виразити в універсальній формі:

$$I_S = AT^m e^{-\frac{E_a}{nk_B T}} \quad (3.5)$$

де A – константа;

m – константа залежності від температури;

E_a – енергія активації.

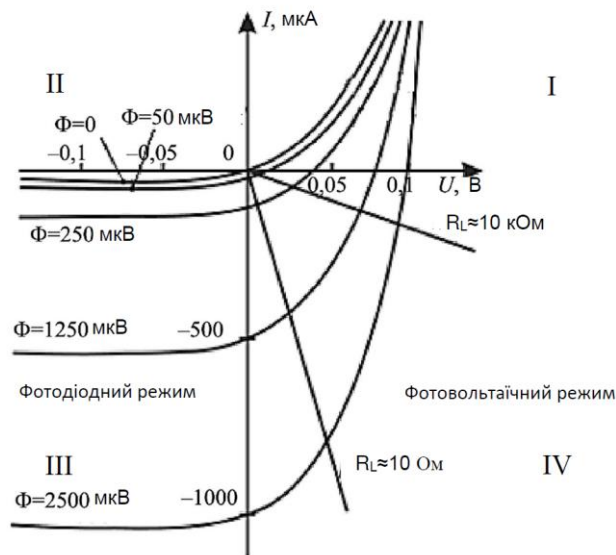


Рисунок 3.5 – ВАХ фотодіода [3]

Згідно з виразом (3.4), можна виділити 3 стани темнового струму:

- відсутність зміщення ($U=0$): відсутність струму, переважає тепловий струм;
- пряме зміщення ($U>0$): експоненційний ріст струму, переважає дифузійний струм;
- зворотнє зміщення ($U<0$): експоненційний ріст струму, переважає дрейфовий струм.

При освітленні фотодіода виникає зміщення ВАХ пропорційно падаючій потужності світла, тому загальний струм можна виразити:

$$I_{\text{заг}} = I_S (e^{\frac{qV_D}{nk_B T}} - 1) + I_L \quad (3.6)$$

де I_S – струм зворотного насичення;

I_L – фотострум.

Частотні характеристики. Швидкість відгуку фотодіода на вхідний оптичний сигнал є мірою швидкості надходження утворених носіїв у зовнішнє електричне коло. При миттєвому опроміненні фотодіода джерелом світла для появи струму та досягненні постійного значення необхідний певний час. При миттєвому зникненні випромінення також необхідний деякий час для зменшення струму до початкового значення [3].

Межі збідненої зони виступають як паралельні пластини конденсатора. Ємність переходу прямо пропорційна дифузній області та обернено пропорційна ширині збідненої області. Підкладки із більшим питомим опором мають меншу ємність переходу. Прикладення зворотної напруги призводить до збільшення товщини збідненого шару та зменшення ємності переходу C_j , що впливає на швидкість фотодіода і може виражатись як:

$$C_j = \frac{\epsilon_{si} \epsilon_0 A}{W_d} \quad (3.7)$$

де ϵ_0 – діелектрична проникність вільного простору;

ϵ_{si} – діелектрична проникність кремнію;

A – площа поперечного перерізу p-n переходу;

W_d – товщина збідненого шару.

Час наростання t_r та спаду t_f визначається зміною значень сигналу під час наростання або спаду від 10% до 90% відносно пікового значення. Існують три фактори, що визначають час наростання:

$$t_r = \sqrt{t_1^2 + t_2^2 + t_3^2} \quad (3.8)$$

де t_1 – постійна часу, що включає в себе суму послідовного опору та опору навантаження та суму ємності переходу з паразитною ємністю, обчислюється як $2.2RC$;

t_2 – час дифузії носіїв, які утворилися поза збідненою зоною;

t_3 – час переходу носіїв у збіднену зону.

Вплив факторів часу визначає форму вихідного сигналу (рис 3.6). Виходячи із цього, найповільніший фактор стає переважаючим.

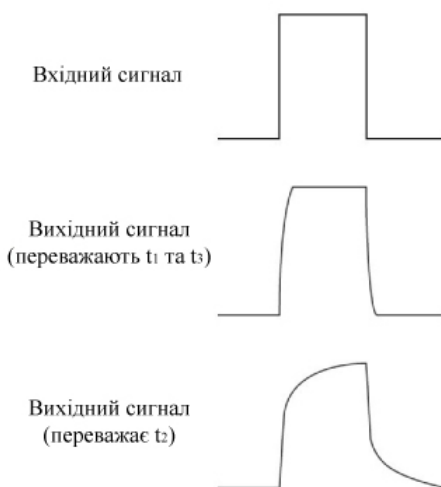


Рисунок 3.6 – Приклади впливу факторів часу на відгук вихідних сигналів [20]

Загалом, у фотовольтаїчному режимі над часом наростання переважає час дифузії t_2 , для площі дифузійного шару не більше 5 мм^2 та над t_1 для більших

площ для всіх довжин хвиль. У фотодіодному режимі (із зовнішньою напругою зміщення) за умови повного зміщення фотодіода домінуючим фактором є час дрейфу t_3 . Для неповністю зміщених фотодіодів усі три фактора однаково сприяють утворенню часу відгуку [20]. Частота зрізу приблизно апроксимується за допомогою часу наростання t_r як:

$$f_c = \frac{0.35}{t_r} \quad (3.9)$$

Спектральна чутливість характеризує відношення зміни сигналу фотодіода до вхідного потоку монохроматичного випромінювання і визначається як відношення фотоструму, що генерується, до потужності падаючого випромінювання, яке спричинило цю генерацію:

$$S_\lambda = \frac{dI}{d\Phi_\lambda} \quad (3.10)$$

Квантова ефективність визначається як відношення кількості падаючих фотонів до фотонів, які генерують фотострум:

$$Q.E. = \frac{S_\lambda}{S_{\lambda Id}} = S_\lambda \frac{hc}{\lambda q} = 1240 \frac{S_\lambda}{\lambda} \quad (3.11)$$

де S_λ – реальна спектральна чутливість;

$S_{\lambda Id}$ – ідеальна спектральна чутливість.

Приклади виміряних спектральних чутливостей для різних фотодіодів зображені на (рис.3.7, а) та спектральних квантових ефективностей (рис.3.7, б).

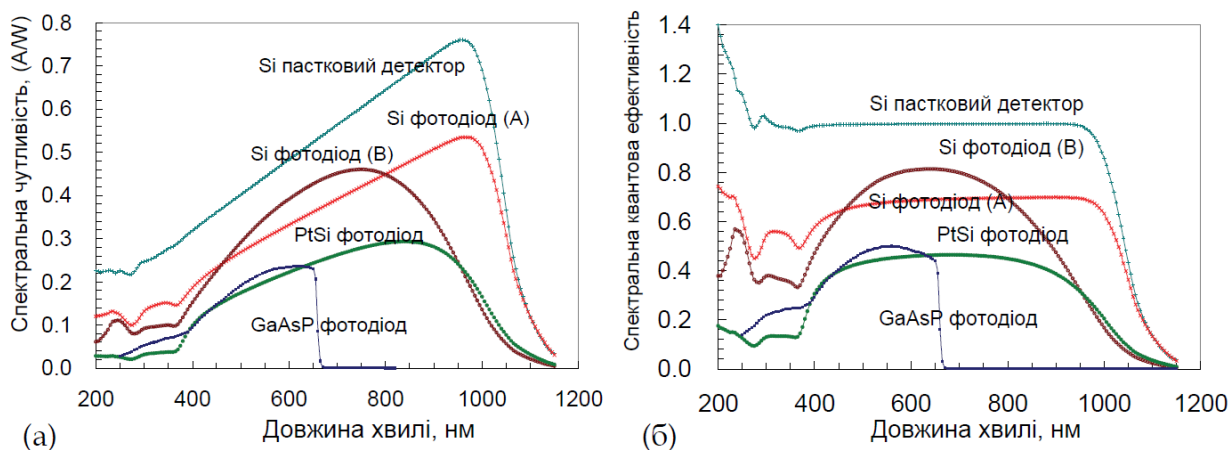


Рисунок 3.7 – Приклади вимірювань: а) спектральної чутливості, б) квантової ефективності ФД [20]

Шуми. У фотодіоді існують два джерела шуму: дробовий і шум Джонсона. Дробовий шум є домінуючим джерелом при роботі у фотопровідному (зміщеному) режимі та пов'язаний зі статистичним коливанням фотоструму темнового струму та фотоструму [8]. Величина дробового шуму виражається як середньоквадратичний шумовий струм:

$$I_{sn} = \sqrt{2q(I_L + I_D)\Delta f} \quad (3.10)$$

де q – елементарний заряд електрона;

I_L – фотострум;

I_D – темновий струм фотоприймача;

Δf – ширина смуги вимірювання шуму.

Тепловий шум чи шум Джонсона. Даний тип шуму є домінуючим шумом в фотоелектричному (незміщеному) режимі роботи. Цей шум пов'язаний із значенням шунтуючого опору. Більш того, усі резистори мають дану складову шуму, в тому числі і опір навантаження, який додає шум[8]. Це пов'язано з тепловою генерацією носіїв. Величина шумового струму становить:

$$I_{jn} = \sqrt{\frac{4k_B T \Delta f}{R_{sh}}} \quad (3.11)$$

де k_B – це постійна Больцмана;

T – температура;

Δf – ширина смуги вимірювання шуму,

R_{SH} – шунтуючий опір фотодіода.

Перетворення сигналу струм-напруга здійснюється за допомогою схеми трансїмпедансного підсилювача (рис.3.8). Фотовольтаїчний режим роботи доцільніше використовувати в тому випадку при низькочастотних застосуваннях ФД (до 300 кГц), а також при невеликих значеннях сили оптичного сигналу, що обумовлено низьким рівнем шумів. Вихідний сигнал підсилювача:

$$V_{out} = I_L \cdot R_F \quad (3.12)$$

де I_L – фотострум;

R_F – резистор зворотного зв'язку.

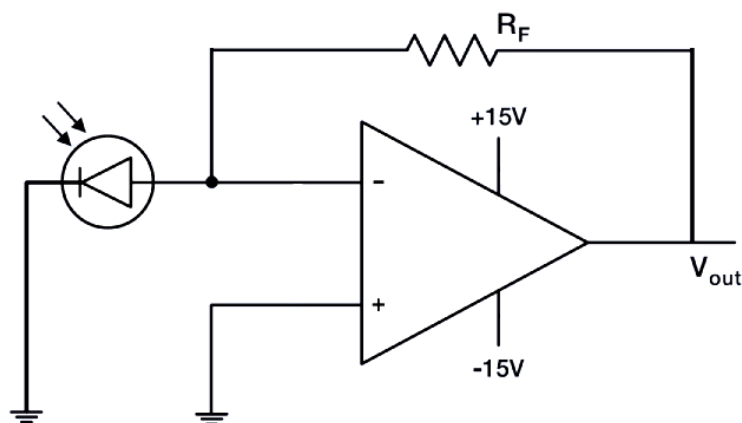


Рисунок 3.8 – Схема підключення ФД до трансїмпедансного підсилювача у фотовольтаїчному режимі [28]

3.3. Пірометр.

Блок-схема пірометра з однією довжиною хвилі в якій в якості детектора використовується кремнієвий фотодіод зображена на рисунку 3.5. Добуток площі плями вимірювання A та тілесного кута збору Ω оптичної системи визначає амплітуду вхідного сигналу.

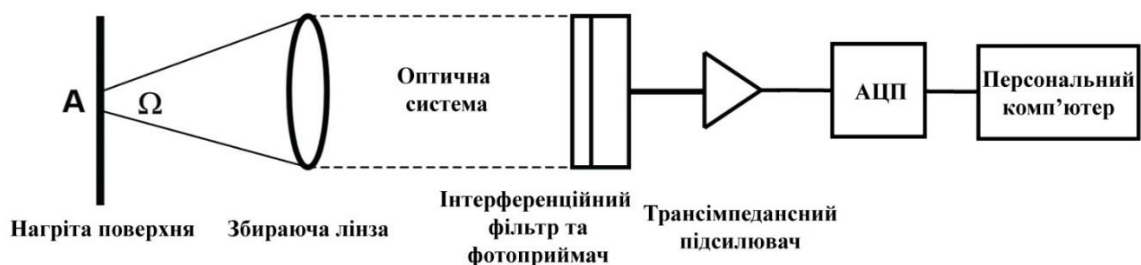


Рисунок 3.9 – Блок-схема пірометра

Теплове випромінювання нагрітої підкладки збирається та фокусується на активній площі фотоприймача оптичною системою приладу. Підсилення та перетворення струм-напруга вихідного сигналу здійснюється за допомогою схеми трансімпедансного підсилювача. Вихідний сигнал s подається на АЦП для подальшої цифрової обробки та візуалізації даних програмним забезпеченням на персональному комп'ютері та визначається як:

$$s = L_b \cdot \Delta_{IF} \cdot A \cdot \Omega \cdot S_\lambda \quad (3.13)$$

де L_b – енергетична яскравість АЧТ, Вт см² ср⁻¹ нм⁻¹;

Δ_{IF} – смуга пропускання оптичного фільтра, нм;

A – площа плями вимірювання, см²;

Ω – тілесний кут збору оптичної системи, ср;

S_λ – спектральна чутливість пірометра, А/Вт.

Типове значення сигналу складає від десятків пА при температурі близько 250 °С до десятків нА за температури 700 °С. Тому, висока чутливість в широкому діапазоні температур обумовлена широким динамічним діапазоном блоку обробки сигналу прилада та низьким рівнем шумів ФД, що в той самий час підвищує ціну та ускладнює схему прилада.

Величина сигналу теплового випромінювання пропорційна до смуги пропускання, яку може виміряти ФД. Таким чином, існує баланс між силою сигналу та необхідністю підтримувати ширину смуги пропускання настільки малою, наскільки це можливо. Широка смуга пропускання призводить до похибок вимірювання. Форма кривої енергетичної яскравості спричинює проходження більшого сигналу через довгохвильову частину інтерференційного смугового фільтра (рис.3.10).

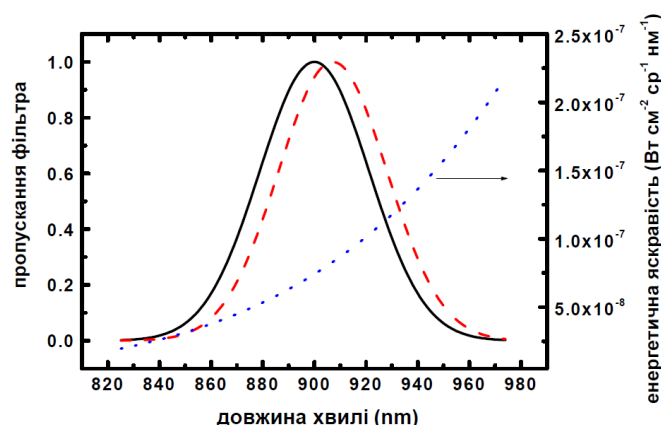


Рисунок 3.10 – Спектральний розподіл смугового фільтра [12]

Певне зміщення смуги пропускання фільтра призводить до часто використовуваної корекції виміряної температури до її істинного значення для широкосмугових пірометрів, яка має назву ефективна апроксимація довжини хвилі та описана Девітом та Натером [15]. Нажаль дана апроксимація необхідна для кожного значення температури. Найменша похибка досягається при використанні ширини смуги пропускання 10 нм.

3.4. Експериментальне дослідження параметрів фотодіодів.

У вимірюваннях брали участь 7 кремнієвих планарних ФД з розмірами активної площі $3 \times 3 \text{ мм}^2$. Дані розміри узгоджені з оптичною системою пірометра, як наслідок ФД фіксує сфокусований промінь при допустимому нахилі тримача пластин, що обертається.

Інтерференційний смуговий фільтр виділяє робочу довжину хвилі приладу з вхідного потоку випромінювання, відсікаючи інші довжини хвиль. Спектр пропускання фільтра досліджувався за допомогою спектрофотометра (рис. 3.11). Центральна довжина хвилі становить 928 нм із шириною смугового оптичного фільтра 10 нм та максимальним коефіцієнтом пропускання 76.97%.

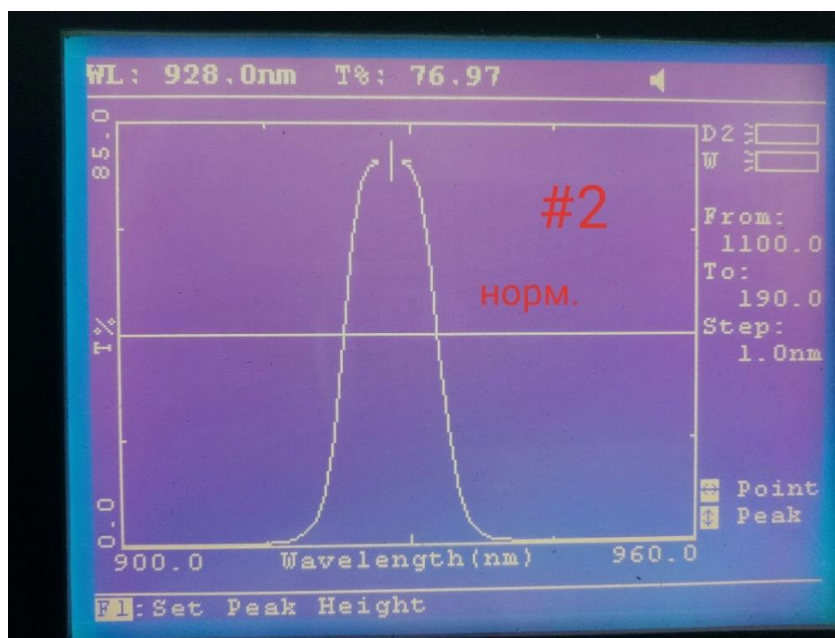
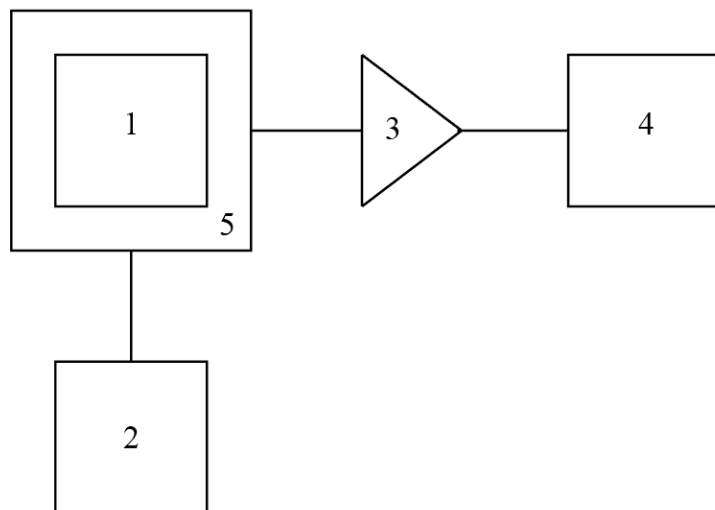


Рисунок 3.11 – Спектр пропускання оптичного фільтра пірометра

Вимірювання темного струму. Важливим параметром для вибору фотодіода є темновий струм I_D , який характеризує шумові властивості фотоприймача. За допомогою установки (рис.3.12) проводились вимірювання темного струму в інтервалі бажаних температур.



1 – накритий світлонепроникним екраном фотодіод; 2 – хімічне джерело напруги зміщення; 3 – спеціалізований трансімпедансний підсилювач; 4 – універсальний вольтметр Щ300; 5 – термостат на елементах Пельтьє.

Рисунок 3.12 – Блок-схема установки для вимірювання темного струму

Методика вимірювань полягає в ізоляції активної області фотодіода від зовнішнього випромінювання за допомогою світлонепроникного екрану. Фотоприймач закріплюється в термостаті, за допомогою якого визначається та може бути змінена температура навколишнього середовища ФД. На фотодіод подається напруга зміщення $U_{зм}$ близько 10 мВ - 50 мВ, результатом чого є струм в зовнішньому електричному колі. В якості джерела напруги зміщення для фотодіода обрано хімічне джерело живлення для зменшення шумів та пульсацій, які впливають на вимірювання. Струмовий сигнал фотодіода подається на вхід спеціалізованого трансімпедансного підсилювача для перетворення струму в пропорційну напругу на виході. Напруга реєструється вольтметром. У вимірюваннях брали участь 7 зразків кремнієвих фотодіодів при кімнатній температурі. Результати вимірювань наведені у таблиці 3.1. Похибка вимірювань не повинна перевищувати похибку вольтметра Щ300, яка складає 1.5%.

Таблиця 3.1 – Результати вимірювання темнового струму фотодіодів

№ фд	I_D , пА ($T=20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $U_{зм}=10\text{ мВ}$)
1	32
2	29
3	30
4	25
5	21
6	28
7	39

Робоча довжина хвилі пірометра складає 930 нм, як наслідок із виразу (2.2), при зменшенні значення вимірюємої температури, сила сигналу також буде зменшуватись. Тому, для оптимального значення відношення сигнал/шум та збільшенні динамічного діапазону вимірювань на робочій довжині хвилі для подальшого дослідження був відібраний фотодіод №5 за критерієм найменшого значення темнового струму.

Вимірювання часу наростання. Емпіричне визначення часу наростання відібраного фотодіода виконувалося за допомогою реєстрації часу між значеннями 0.1 та 0.9 від пікового вихідного сигналу фотоприймача. Вхідний оптичний сигнал модулювався за допомогою генератора оптичних імпульсів ОГ5-87 та лазерного діода з довжиною хвилі випромінювання 950 нм. Осцилограма вихідного сигналу, знятого з навантаження 50 Ом, зображена на рисунку 3.13. Визначений час наростання t_r склав 25 мкс та характеризує швидкодію фотодіода, яка є допустимою для алгоритма набору точок даних температури вимірювання. Частота зрізу f_c обчислюється як:

$$f_c \approx \frac{0.35}{t_r} = \frac{0.35}{25 \cdot 10^{-6}} = 14 \text{ кГц} \quad (3.14)$$

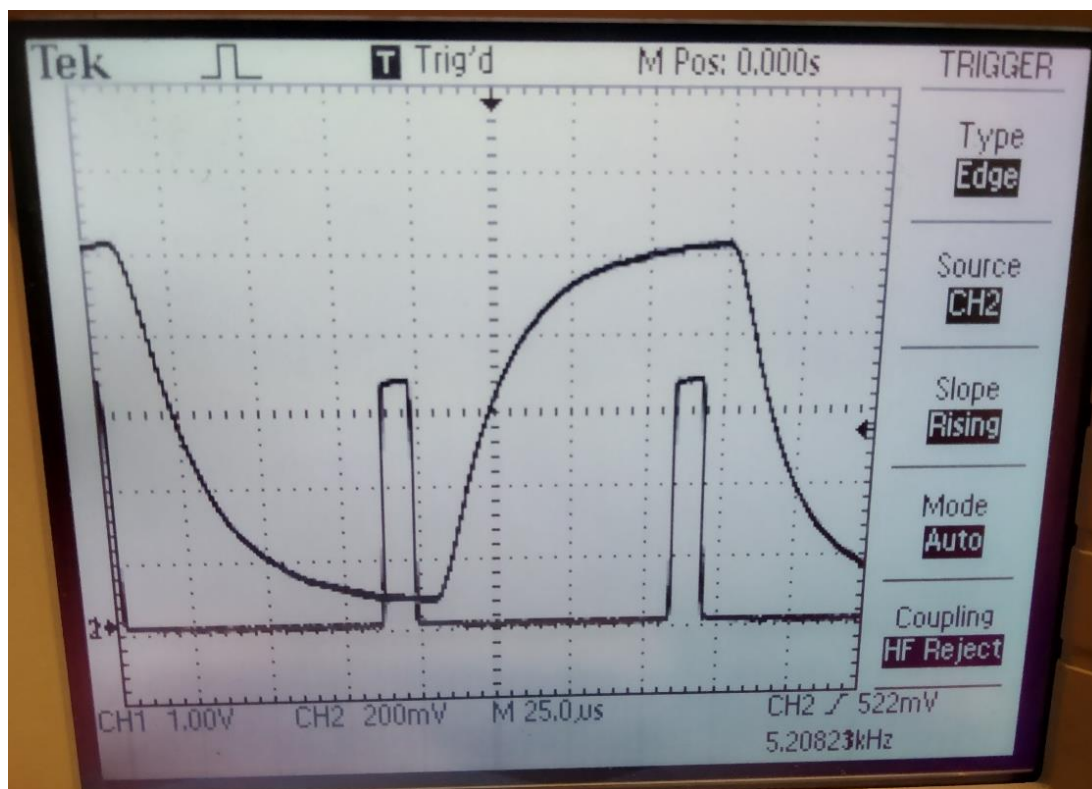
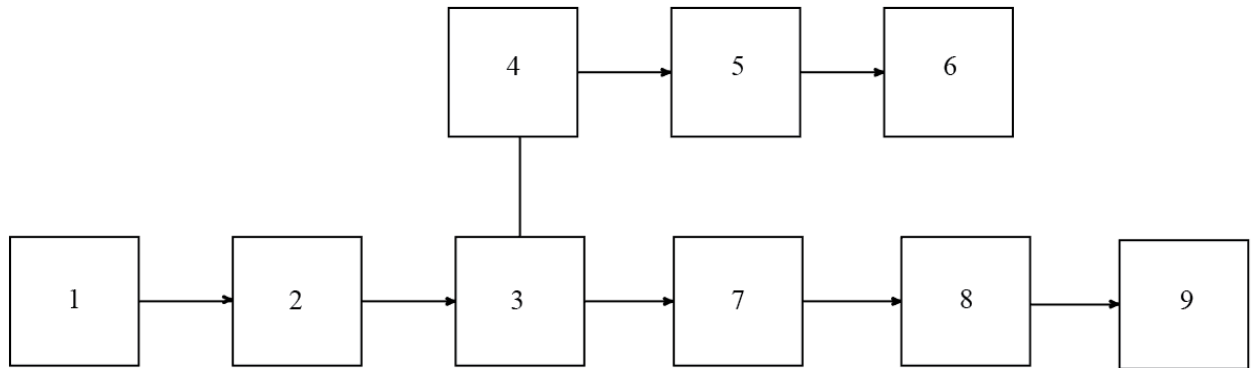


Рисунок 3.13 – Осцилограма вихідного сигналу ФД

Вимірювання відносної спектральної чутливості. Одним з найбільш важливих параметрів фотоприймача є спектральна чутливість. За допомогою схеми вимірювальної установки (рис.3.14) проводилось вимірювання відносної спектральної струмової чутливості ФД, що досліджується, в діапазоні довжин хвиль від 780 нм до 1020 нм з кроком в 20 нм при кімнатній та підвищеній температурі. В якості джерела випромінювання застосовується модель АЧТ. Теплове випромінювання проходить через систему монохроматора МДР-23. Для розділення променя застосовується волоконний роздільник. Оптичний шлях до фотодіодів рівний для досягнення однакового значення сили оптичного сигналу, а тому й бажаної точності вимірювань. Роль перетворювача струм-напруга виконує спеціалізований трансімпедансний підсилювач. Реєстрація сигналу здійснюється за допомогою вольтметра ЦЗ00.



1 – джерело випромінювання ; 2 – монохроматор; 3 – волоконний роздільник; 4 – еталонний фотоприймач; 5 – трансімпедансний підсилювач еталонного фотоприймача, 6 – реєструючий пристрій, 7 – досліджуваній фотоприймач, 8 – трансімпедансний підсилювач досліджуємого фотоприймача, 9 – реєструючий пристрій.

Рисунок 3.14 – Блок-схема установки для вимірювання відносної спектральної чутливості

Методика вимірювання струмової монохроматичної чутливості базується на добутку еталонної спектральної чутливості фотоприймача та співвідношенні сигналів досліджуваного та еталонного фотоприймачів:

$$S_{I,\lambda} = S_{I,\lambda_{\text{ет}}} \frac{U}{U_{\text{ет}}} \quad (3.15)$$

де $S_{I,\lambda_{\text{ет}}}$ – спектральна струмова чутливість еталонного фотодіода;

U – вихідний сигнал фотоприймача що досліджується;

$U_{\text{ет}}$ – вихідний сигнал еталонного фотоприймача.

Еталонна характеристика вимірюється прецизійним обладнанням із високою точністю вимірювання. За її допомогою можна корегувати неточності у власних вимірюваннях. Результати вимірювання спектральної струмової чутливості ФД наведені у таблиці 3.2 та проілюстровані (рис.3.15).

Таблиця 3.2 – Результати вимірювання спектральної чутливості фотодіода

λ , нм	$S_{\text{ст}}$, А/Вт	S (20 °С), А/Вт	S (80 °С), А/Вт
780	0.3558	0.335774	0.335507
800	0.3714	0.353922	0.349553
820	0.38675	0.371155	0.369128
840	0.40255	0.388641	0.388313
860	0.4192	0.406497	0.409038
880	0.44495	0.440446	0.445851
900	0.464	0.460288	0.469568
910	0.47675	0.475224	0.486857
920	0.48315	0.482377	0.498224
930	0.4885	0.489089	0.506157
940	0.49405	0.493054	0.512378
950	0.49765	0.496636	0.519948
960	0.49925	0.49925	0.527101
970	0.5	0.497908	0.531381
980	0.4986	0.497096	0.539434
990	0.4952	0.492969	0.546505
1000	0.4683	0.460611	0.525847
1010	0.4634	0.455699	0.534193
1020	0.42565	0.42831	0.528338

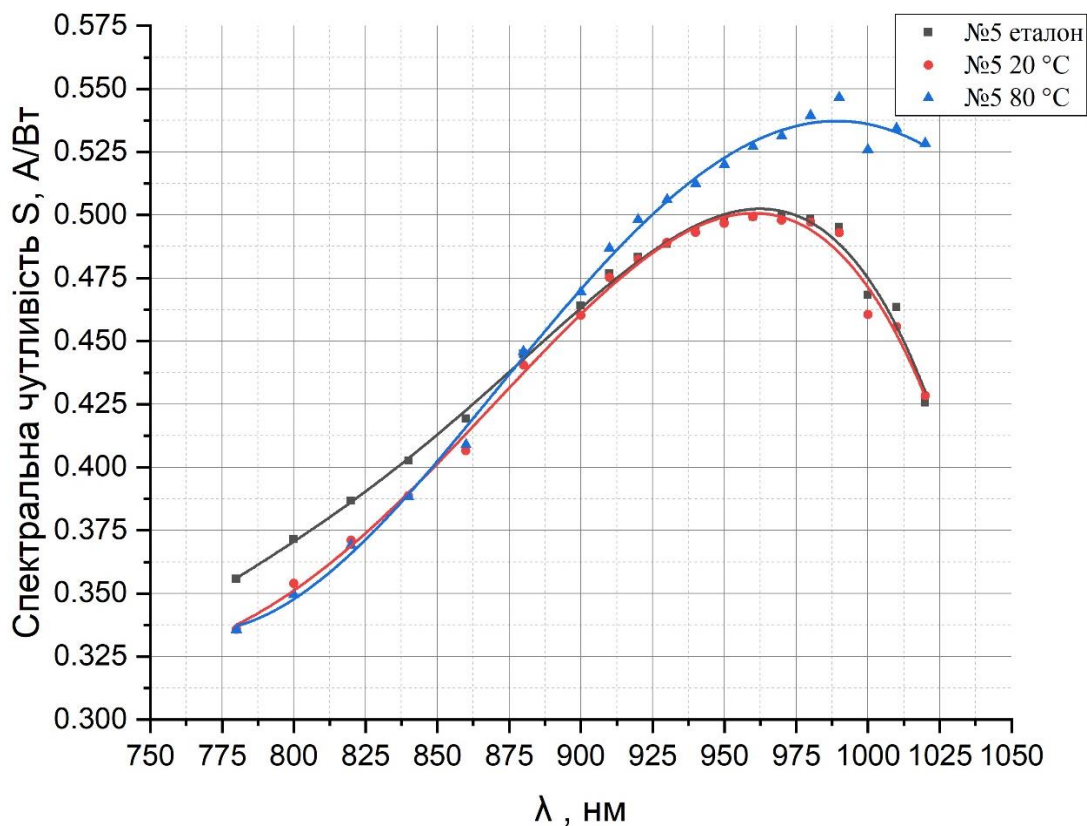


Рисунок 3.15 – Струмова спектральна чутливість ФД

Досліджуваний фотодіод має лінійну спектральну залежність та допустиме значення чутливості (0.49 А/Вт) в околі робочої довжини хвилі пірометра. Джерелом зміщення характеристики є температура (рис.3.15). Вибір довжини хвилі вимірювання повинен обиратись між бажаним значенням сили оптичного сигналу та температурною чутливістю ФД (рис.3.16). Довгохвильова область біля краю червоної межі ФД не використовується через високу температурну чутливість.

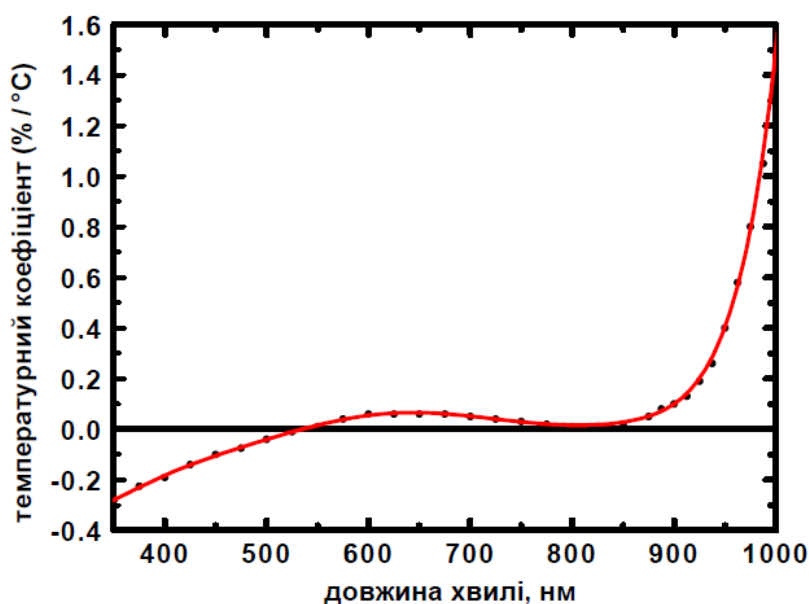


Рисунок 3.16 – Типова температурна характеристика чутливості ФД [12]

Вплив температури на оптичні властивості кремнія досліджувався у роботах [22, 24]. Джерелом зміщення піку спектральної чутливості є температурна зміна ширини забороненої зони [19, 43, 46]. Із підвищенням температури, її значення зменшується із зміщенням піку поглинання в довгохвильову область. Температурна залежність коефіцієнта поглинання кремнію зібрана з багатьох експериментальних джерел та описана у роботі [36]. При підвищенні температури він збільшується.

Висновки до розділу:

Проаналізовано роботу пірометра та проведено вимірювання спектру пропускання інтерференційного фільтра. Параметри фотоприймача залежать від його конструктивних особливостей, матеріалу та режиму роботи. Фотоприймач в пірометрі працює в фотовольтаїчному режимі. Для нього є характерним відсутність зміщення, чутливість до малих значень випромінювання та низький рівень шумів. Шуми в даному режимі характеризуються темновим струмом. Ми провели вимірювання темнового струму зразків, подаючи зміщення за допомогою хімічного джерела живлення для оцінки їх шумових властивостей. Планарна структура характеризується найменшим рівнем темнового струму, тому значення склали десятки пА. Це дає добре відношення сигнал/шум при наноамперних значеннях вихідного сигналу. Фотовольтаїчний режим повільніше за зміщений фотодіодний, але отримане значення часу наростання задовольняє наші вимоги. Спектральна характеристика вимірювалась за допомогою відношення до еталонної та має достатнє значення для вимірювання сигналу. Температурна чутливість спектральної характеристики має прийнятне значення, однак для точності необхідно вилучити фактор впливу температури на фотоприймач. Отримані експериментальні параметри відповідають вихідним даним до роботи.

ВИСНОВКИ

Джерелом випромінювання є об'єкт, температура якого вище абсолютного нуля. Він випромінює енергію у вигляді електромагнітних хвиль в інфрачервоному та видимому спектрах в залежності від значення його температури. Енергія може поширюватись трьома шляхами: поглинатись, відбиватись чи проходити крізь інші об'єкти, що характеризує їх оптичні властивості. Теплова рівновага та перший закон термодинаміки визначають рівність випромінювальної та поглинальної здатностей для непрозорих тіл, в цьому випадку їх можна характеризувати за випромінювальною та відбивальною здатностями. Проблемою є спектральна залежність цих параметрів. Використовуючи закон Планка, який пов'язує спектр випромінювання та температуру АЧТ, можна визначити температуру реальної поверхні, знаючи її випромінювальну здатність на певній довжині хвилі та вимірюючи енергетичну яскравість за допомогою фотоприймача.

Вирощування складних напівпровідникових епітаксціальних структур в реакторах MOCVD потребує точного значення температури для контролю швидкості хімічної реакції на поверхні підкладки. Діапазон температур в реакторі варіюється від 500 °C до 1200 °C. Бажане значення повторення температури складає $\pm 0,25$ °C. Тримач пластин обертається з високою швидкістю для рівномірного перемішування газового потоку, тому термопари не можуть використовуватись через відсутність прямого контакту та високу хімічну активність реагентів. Значення випромінювальної здатності підкладки змінюється під час осадження через присутність зростаючих тонких плівок, що викликає значні похибки при вимірюванні. Метод пірометрії із компенсацією випромінювання компенсує цю зміну. Прилад для вимірювання температури поєднує в собі пірометр для вимірювання оптичного сигналу від поверхні підкладки та рефлектометр для поправки випромінювальної здатності шляхом

вимірювання відбиваючої здатності пластини. Його розміщують перпендикулярно відносно тримача пластин. Пляма вимірювання розташована повністю на підкладці. Під час осадження спеціальний алгоритм збору даних, базуючись на швидкості обертання та геометричних параметрах тримача, пластин та розміру плями вимірювання, формує час запиту даних. Набір значень випромінювальної здатності усереднюється та використовується для розрахунку температури. Джерелом похибок в даному методі є паразитне випромінювання камери та неточність вимірювання істинного значення коефіцієнта відбивання.

В якості фотоприймача в пірометрі використовується кремнієвий планарний фотодіод із активною площею 3×3 мм². Для нього характерне мінімальне значення параметра темного струму, який визначає рівень шуму в незміщеному фотовольтаїчному режимі роботи. Робоча довжина хвилі складає 930 нм та обрана виходячи з балансу між оптимальною температурною чутливістю параметрів фотодіода та величиною вхідного оптичного сигналу. Очікуваний вихідний сигнал має значення одиниць нА. Ми виміряли темновий струм 7 фотодіодів та відібрали зразок з найменшим значенням в 21 пА. Час наростання відібраного зразка склав 25 мкс, частота зрізу 14 кГц, що є достатнім для алгоритму збору даних, тому не має потреби застосовувати зворотне зміщення для підвищення швидкодії, що підніме рівень шумів та зменшить динамічний діапазон вимірювань. Величина спектральної струмової чутливості зразка вимірювалась за допомогою відносної спектральної чутливості еталонного фотодіода та при кімнатній температурі на довжині 930 нм склала 0.489 А/Вт, при підвищенні температури до 80 °С ми спостерігали зміщення характеристики до значення 0.506 А/Вт. Дане зміщення буде впливати на точність вимірювань, тому бажано підтримувати значення температури фотоприймача на одному рівні. Спираючись на отримані експериментальні значення, можна сказати, що параметри досліджуваного фотодіода відповідають умовам його застосування у методі з компенсацією випромінювання та вихідним даним до роботи.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Войцеховский А.В., Ижнин И.И., Савчин В.П., Вакив Н.М. Физические основы полупроводниковой фотоэлектроники. Томск: Томский государственный университет, 2013. — 560 с.
2. Игнатов А.Н. Оптоэлектронные приборы и устройства. Учеб. пособие. — М.: Эко-Трендз, 2006. — 272 с: ил.
3. Коротаев В., Мараев А. Источники и детекторы оптического излучения. — Санкт-Петербург: Университет ИТМО, 2017. — 104 с.
4. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Том 1. Теория электромагнитного поля. Теория относительности. Статистическая физика. Электромагнитные процессы в веществе. 2-е изд., перераб. — М.: Наука, 1969. — 911 с.: ил.
5. Роберт Дж. Киес, Пауль В. Крузе, Эрнст Г. Патли и др. Фотоприемники видимого и ИК диапазонов. Под редакцией Р.Дж. Киеса. Перевод с английского под редакцией В.И. Стафеева. Москва: Издательство «Радио и связь», 1985.
6. Хадсон Р. Инфракрасные системы. Пер. с англ. Я. Б. Герчикова, Ю. Е. Голубчика, С. Г. Кина под ред. Н. В. Васильченко. — М.: Мир, 1972. — 535 с.
7. Эпштейн М.И. Измерения оптического излучения в электронике. 2-е издание, переработанное и дополненное. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 254 с.
8. Abhishek Yadav. Solid State Devices and Circuits. Laxmi Publications (January 30, 2008).
9. Adams, B. E., Schietinger, C. W., & Kreider, K. G. (2010). Radiation Thermometry in the Semiconductor Industry. Radiometric Temperature Measurements: II. Applications, 137–216.

10. Albert Parr, Raju Datla, James Gardner. Optical Radiometry, Volume 41 1st Edition. Academic Press 2005 — 586p.
11. Breiland, W. G. (1991). Design and Verification of Nearly Ideal Flow and Heat Transfer in a Rotating Disk Chemical Vapor Deposition Reactor. *Journal of The Electrochemical Society*, 138(6), 1806.
12. Breiland, W. G. (2003). Reflectance-Correcting Pyrometry in Thin Film Deposition Applications.
13. Creighton, J. R., Breiland, W. G., Koleske, D. D., Thaler, G., & Crawford, M. H. (2008). Emissivity-correcting mid-infrared pyrometry for group-III nitride MOCVD temperature measurement and control. *Journal of Crystal Growth*, 310(6), 1062–1068.
14. Daniel V. Schroeder. *An Introduction to Thermal Physics*. Pearson; 1 edition (August 28, 1999).
15. David P. DeWitt, Gene D. Nutter. *Theory and Practice of Radiation Thermometry*. Wiley-Interscience; 1 edition (December 14, 1988).
16. Eduard Säckinger. *Analysis and Design of Transimpedance Amplifiers for Optical Receivers*. Wiley-Blackwell; 1 edition (12 December 2017).
17. Edward D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids* 1st Edition. Academic Press; 1 edition (November 11, 1997) — 2000 p.
18. Geist, J., Zalewski, E. F., & Schaefer, A. R. (1980). Spectral response self-calibration and interpolation of silicon photodiodes. *Applied Optics*, 19(22), 3795.
19. Geng, P., Li, W., Zhang, X., Zhang, X., Deng, Y., & Kou, H. (2017). A novel theoretical model for the temperature dependence of band gap energy in semiconductors. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 50(40), 40LT02.
20. Gian Franco Dalla Betta. *Advances in Photodiodes*. InTechOpen (March 22, 2011) — 478 p.

21. Gurary, A. (2003). «Application of Emissivity Compensated Pyrometry for Temperature Measurement and Control During Compound Semiconductors Manufacturing». AIP Conference Proceedings.
22. Hartmann, J., Fischer, J., Johannsen, U., & Werner, L. (2001). Analytical model for the temperature dependence of the spectral responsivity of silicon. *Journal of the Optical Society of America B*, 18(7), 942.
23. Herman, I. P., «in Optical Diagnostics for Thin Film Processing», Academic Press, 1995, p. 607.
24. Hicks, C., Kalatsky, M., Metzler, R. A., & Goushcha, A. O. (2003). Quantum efficiency of silicon photodiodes in the near-infrared spectral range. *Applied Optics*, 42(22), 4415.
25. Hoffman, R. W., Belousov, M., Volf, B., Murphy, M., Cruel, J., Lee, D., ... Armour, E. A. (n.d.). In-situ strain measurement during epitaxy of InP based materials. *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, 2003.
26. Hurle, D. T. J. (1994) *Hand Book of Crystal Growth Volume 3: Thin Films and Epitaxy*, Amsterdam, Elsevier.
27. Ibrahima Sakhno. *Introduction to Quantum Mechanics 1: Thermal Radiation and Experimental Facts Regarding the Quantization of Matter*. Wiley-ISTE; 1 edition (December 12, 2019).
28. Jerald G. Graeme. *Photodiode Amplifiers: OP AMP Solutions*. McGraw-Hill Education; 1 edition (December 22, 1995).
29. John R. Howell, Robert Siegel, M. Pinar Mengüç. *Thermal Radiation Heat Transfer*. CRC Press; 5th edition (September 28, 2010).
30. K. P. Birch and M. J. Downs, “An updated Edle’n equation for the refractive index of air,” *Metrologia* 30,155–162 (1993).
31. Peter Coates, David Lowe. *The Fundamentals of Radiation Thermometers*. CRC Press; 1 edition (November 2, 2016).

32. Prokopenko, A., Gurary, A., Boguslavskiy, V., Ramer, J., & Schurman, M. (1999). Viewport Influence on Optical Pyrometry and Deposition Process in MOCVD Vertical Rotating Disc Reactors. MRS Proceedings, 588.
33. Ramer, J., Patel, B., Patel, A., Boguslavskiy, V., & Gurary, A. (1999). Emissivity Compensated Pyrometry of the Substrate Surface During MOVPE Growth of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_1-y\text{Py}/\text{InP}$ Materials in Rotating Disc Reactors. MRS Proceedings, 607.
34. R. Pässler, "Basic Model Relations for Temperature Dependencies of Fundamental Energy Gaps in Semiconductors," Phys. status solidi B 200, 155-172 (1997).
35. Richard Petela. Engineering Thermodynamics of Thermal Radiation: for Solar Power Utilization. McGraw-Hill Education; 1 edition (January 25, 2010).
36. Schinke, C., Christian Peest, P., Schmidt, J., Brendel, R., Bothe, K., Vogt, M. R., MacDonald, D. (2015). Uncertainty analysis for the coefficient of band-to-band absorption of crystalline silicon. AIP Advances, 5(6), 067168.
37. Sean M. Stewart, R. Barry Johnson. Blackbody Radiation: A History of Thermal Radiation Computational Aids and Numerical Methods. CRC Press, 2016.
38. Simon M. Sze, Kwok K. Ng. Physics of Semiconductor Devices 3rd Edition. Wiley-Interscience; 3rd edition (October 27, 2006) — 832 p.
39. Stringfellow, G. B. (1989) Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice, San Diego, Academic Press.
40. T. Detchprohm, J.H. Ryou, X. Li, R.D. Dupuis. Future Aspects of MOCVD Technology for Epitaxial Growth of Semiconductors. 30 August 2019.
41. Thomas Pearsall. Photonics. Essentials, Second Edition 2nd Edition. McGraw-Hill Education; 2nd edition (November 9, 2009) — 320 p.
42. United States Patent 6349270 "Method and apparatus for measuring the temperature of objects on a fast moving holder».

43. Weakliem, H. A., & Redfield, D. (1979). Temperature dependence of the optical properties of silicon. *Journal of Applied Physics*, 50(3), 1491–1493.
44. Werner, L., Fischer, J., Johannsen, U., & Hartmann, J. (2000). Accurate determination of the spectral responsivity of silicon trap detectors between 238 nm and 1015 nm using a laser-based cryogenic radiometer. *Metrologia*, 37(4), 279–284.
45. Yang, F. H. (2014). Modern metal-organic chemical vapor deposition (MOCVD) reactors and growing nitride-based materials. *Nitride Semiconductor Light-Emitting Diodes (LEDs)*.
46. Y. P. Varshni, “Temperature dependence of the energy gap in semiconductors,” *Physica (Utrecht)* 34, 149154 (1967).